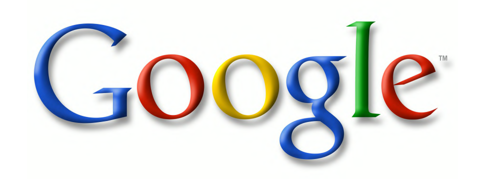

Google


Sci1080.20
SIGILLVM ACADEMIÆ HARVARDIANÆ IN NOV: ANG:
CHRISTO ET ECCLESIÆ
BOUGHT WITH
THE BEQUEST OF
HORACE APPLETON HAVEN,
Of Portsmouth, N. H.
(Class of 1842.)
Rec'd 2 July, 1883.
COLLEGE
LIBRARY



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
5069 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET

MM. E. BOUTY, A. CORNU, L. MASCART, A. POTIER.

TOME HUITIÈME. — ANNÉE 1879.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

22, RUE DENFERT-ROCHEREAU, 22.

—

1879

1853, Juni 2.
Haven Fund.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LE POUVOIR ROTATOIRE DU QUARTZ ET SA VARIATION AVEC LA TEMPÉRATURE;

Par M. J. JOUBERT.

On ne connaît guère que pour les températures inférieures à 100° l'influence de la chaleur sur les propriétés optiques des corps transparents. Je me suis proposé de pousser cette étude jusqu'à ses dernières limites, c'est-à-dire jusqu'au point où le corps soumis à l'expérience change nécessairement d'état. La difficulté était d'obtenir de bonnes images à ces températures élevées. L'expérience m'a montré que, pour y réussir, il suffit d'opérer à température constante et dans l'air raréfié : on peut alors reproduire les phénomènes les plus délicats de l'Optique avec autant de perfection qu'à la température ordinaire.

Je donnerai dans cette Note les résultats relatifs au pouvoir rotatoire du quartz.

Ce pouvoir varie avec la température. Sa variation entre o et 100° a été déjà mesurée par M. Fizeau (¹) avec la lumière jaune de la soude, par M. V. de Lang (²) avec celles du lithium, du sodium et du thallium, pour lesquelles il a trouvé le même coefficient

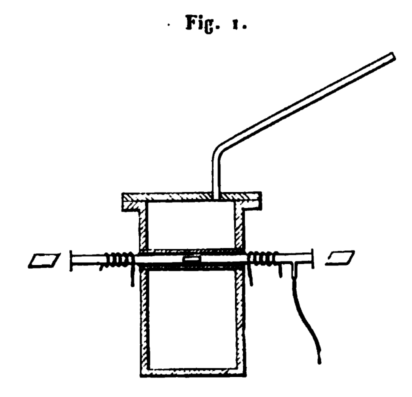
(¹) Fizeau, *Recherches sur la dilatation et la double réfraction du cristal de roche* (*Annales de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. II, p. 176).

(²) V. de Lang, *Ueber die Abhändigkeit der Circularpolarisation des Quartzes von der Temperatur* (*Ann. de Pogg.*, Bd. CLVI, p. 422; 1875).

de variation; enfin, tout récemment, M. Soncke [1] a donné la courbe des variations entre 0 et 100° pour le quartz et le chlorate de soude. Entre ces limites, mes nombres coïncident avec ceux de ces deux derniers physiciens; mais mes expériences s'étendent beaucoup plus loin et vont de — 20° à 1500° environ.

Le quartz est placé dans un tube de verre ou de porcelaine (*fig.* 1),

Fig. 1.



suivant les cas, fermé par des glaces à ses extrémités et muni d'une tubulure qui permet d'y faire le vide; et, pour le porter à température constante, j'emploie la vapeur d'un liquide bouillant sous la pression de l'atmosphère. L'étuve est un cylindre en métal, traversé suivant un diamètre par un tube métallique soudé par ses extrémités aux parois du vase. C'est dans ce tube métallique que s'engage le tube de porcelaine, et un peu de lut empêche l'air de circuler dans l'intervalle des deux tubes. Le cylindre est installé dans un fourneau convenable; un tube de plomb de petit diamètre, traversé par un courant d'eau froide, s'enroule de chaque côté autour du tube et empêche l'échauffement des extrémités; enfin un système d'écrans protége les glaces et les appareils de mesure contre le rayonnement du fourneau. Pour les températures moyennes (alcool, 78°,26; eau, 100°; aniline, 183°,5), l'étuve était en cuivre rouge et munie d'un réfrigérant Liebig; pour

(1) Soncke, *Ueber den Einfluss der Temperatur auf das optische Drehvermögen des Quartzes und des Chlorsauren Natron* (*Ann. der Physik und der Chemie*, neue Folge, Bd. III, p. 516; 1878).

les températures plus élevées (mercure, 360°; soufre, 448°; cadmium, 840°), elle est en fer forgé. C'est une bouteille à mercure, coupée à la partie supérieure et munie d'un couvercle avec un tube qui s'élève obliquement ([1]). Ici le réfrigérant est inutile; l'action de l'air suffit pour condenser les vapeurs; celles-ci retombent dans la cornue à l'état liquide, sans qu'il y ait danger d'obstruction. Avec le cadmium, le tube devient rouge sur une longueur de $0^m,30$ à $0^m,40$.

Pour les températures supérieures au point d'ébullition du cadmium, j'ai eu recours à l'obligeance de M. Deville, qui a bien voulu mettre à ma disposition un fourneau chauffé aux huiles lourdes de pétrole, lequel m'a permis de porter le quartz jusqu'à la température du ramollissement de la porcelaine.

Le quartz, étant très-mauvais conducteur, demande à être chauffé avec beaucoup de précaution : toute variation un peu brusque de température le fait éclater. J'ajoute qu'aux températures les plus élevées il garde une transparence parfaite, tout en présentant un faible pouvoir émissif. Vu sur un fond noir, il apparaît comme lavé par une teinte rose extrêmement légère.

J'ai employé plusieurs procédés pour mesurer le pouvoir rotatoire, et, en premier lieu, le procédé classique de MM. Fizeau et Foucault. Pour plus de précision, le rayon polarisé dans un plan vertical traversait le prisme avant de tomber sur le quartz. J'ai constaté, par cette méthode, qu'à la température d'ébullition du soufre le rapport des rotations pour les raies C, D et F est le même qu'à la température ordinaire. Il suffit donc d'étudier la variation pour une raie quelconque. La plupart des expériences ont été faites avec la lumière de la soude et le polarimètre de Laurent.

Dans cet appareil, le rayon primitivement polarisé traverse un diaphragme circulaire dont une des moitiés seulement est recouverte par une lame biréfringente parallèle à l'axe, d'une épaisseur d'une demi-onde, et dont l'arête parallèle à la section principale fait un angle très-petit avec le plan de polarisation primitif. Les rayons émanés des deux moitiés du disque sont polarisés dans des

---

([1]) Ce dispositif est celui qui est employé par MM. Deville et Troost, et qu'ils ont décrit dans leur Mémoire sur les densités de vapeur (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LVIII, p. 257.)

plans symétriques par rapport à l'arête, et l'angle qu'ils font entre eux reste constant, quelle que soit ensuite la rotation commune que leur imprime la substance douée de pouvoir rotatoire. Vues à travers un analyseur, les deux moitiés du disque auront des intensités égales toutes les fois que la section principale de l'analyseur coïncidera avec le plan bissecteur des deux plans de polarisation. Ce procédé est très-précis, et, avec le mode d'éclairage adopté par M. Laurent, sa précision absolue est à peu près indépendante de la rotation observée. Les lectures d'un même angle diffèrent rarement de plus de 1'.

Les expériences ont porté sur dix échantillons de quartz, de provenances différentes, les uns droits, les autres gauches, et dont l'épaisseur variait de $0^m,015$ à $0^m,040$. On s'était assuré, par les procédés connus, de la pureté des échantillons, du parallélisme des faces et de leur exacte perpendicularité à l'axe. La plus grande difficulté des expériences est dans le réglage des appareils : il faut que le rayon de lumière traverse le quartz exactement suivant son axe; la moindre déviation entraîne des erreurs considérables. J'ai essayé plusieurs procédés de vérification : l'un d'eux, très-exact, était, avec une légère modification, nécessitée par la disposition des appareils, le procédé qui permet de reconnaître avec l'appareil de Nörremberg et les spirales d'Airy si un quartz est perpendiculaire à l'axe; celui auquel je me suis arrêté, et qui, plus simple, est tout aussi exact quand on s'est assuré, au préalable, que la face du cristal est bien perpendiculaire à l'axe, est de vérifier que le rayon tombe normalement à la face d'entrée. Il suffit pour cela, la lunette d'observation étant réglée pour l'infini, d'amener les images du réticule données par les deux faces du cristal à coïncider avec le réticule lui-même; il n'y a plus alors qu'à changer le point de la lunette et amener le centre du diaphragme que l'on vise à coïncider avec le centre du réticule. J'ai reconnu, par de nombreuses expériences, que tous les échantillons de quartz présentent une identité parfaite au point de vue du pouvoir rotatoire à toute température, et qu'un même échantillon, porté aux plus hautes températures, reprend, après refroidissement, son pouvoir primitif (1).

(1) Un quartz qui avait une légère teinte brune est devenu tout à fait incolore

De — 20° à 1500°, le pouvoir rotatoire du quartz augmente d'une manière continue avec la température. L'effet observé est la résultante de deux autres : l'augmentation due à l'accroissement de l'épaisseur du cristal par le fait de la dilatation, et l'augmentation due à l'accroissement du pouvoir rotatoire lui-même. Ce dernier effet est environ vingt fois plus grand que le premier, tout au moins entre 0 et 100°, les seules limites dans lesquelles on connaisse la dilatation du quartz. Il serait intéressant de connaître cette dilatation jusqu'aux plus hautes températures ; je m'occupe en ce moment de cette détermination.

La courbe des variations du pouvoir rotatoire du quartz avec la température présente quelques particularités remarquables. Entre —20° et 100°, elle est très-exactement représentée par la formule

$$\rho = \rho_0 (1 + 0,000146324\,t + 0,0000000329\,t^2);$$

son coefficient angulaire croît jusqu'à 300° ; de cette température à celle de l'ébullition du cadmium il reste sensiblement constant, et la courbe se confond presque avec une ligne droite, en présentant un point d'inflexion vers 100°. Au delà de 840°, à 1000° environ, la courbe change brusquement d'allure ; le pouvoir rotatoire, qui variait si rapidement, ne croît plus, jusqu'à 1500°, qu'avec une lenteur extrême. On ne peut manquer d'être frappé de l'analogie de cette courbe avec celle qui représente l'intensité d'aimantation du fer doux en fonction de l'intensité du courant, et il est évident qu'on pourra la représenter également par un arc dont la tangente est une fonction de la température. Si je n'ai pas encore fait ce calcul, c'est que je désirerais déterminer quelques autres points de la courbe, ainsi un point à une température très-basse, quelques autres entre le point d'ébullition du soufre et celui du cadmium, enfin quelques points au delà de cette dernière température.

Voici, d'ailleurs, quelques nombres qui compléteront, en les précisant, les indications qui précèdent :

Températures.	Pouvoir rotatoire de 1mm de quartz.	Coefficient moyen à partir de zéro.	Rotation d'un quartz de 46mm environ.
— 20°	21,599	»	997°,3

---

après quelques heures d'exposition à une température d'environ 1500° ; il n'y a eu aucune modification dans la valeur de son pouvoir rotatoire.

Températures.	Pouvoir rotatoire de 1mm de quartz.	Coefficient moyen à partir de zéro.	Rotation d'un quartz de 46mm environ.
0°	21,658	»	1000°,0
100	21,982	0,000149	1014,9
350	23,040	0,000182	1063,8
448	23,464	0,000186	1083,4
840	25,259	0,000190	1166,2
...	......	....	......
1500?	25,420	»	1173,7

La dernière colonne montre que, pour l'épaisseur de quartz qui donnerait une rotation de 1000° à 0, l'augmentation de 300 à 900° C. est d'environ 20°,5 C. par 100, soit 12′ par degré C.; comme on saisit une variation de 1′, le $\frac{1}{12}$ de degré C. à ces températures élevées devient une quantité appréciable. Un quartz de 0m,005 d'épaisseur suffirait pour donner le degré.

Le quartz, par son pouvoir rotatoire, constitue donc un thermomètre d'une sensibilité extrême, satisfaisant d'ailleurs à la condition essentielle de tout thermomètre, la comparabilité. Au delà de 1000°, la sensibilité ne serait plus suffisante ; mais, jusqu'à cette température, je crois que le nouvel instrument peut rendre de très-grands services. Son volume peut être réduit à de très-petites dimensions ([1]), et, l'appareil une fois installé, il suffit, pour avoir une température, de la simple lecture d'un angle et de l'emploi d'une Table calculée une fois pour toutes : il devient alors, pour la simplicité de son emploi et la sûreté de ses indications, un instrument comparable au thermomètre à mercure.

NOUVEAU RÉGULATEUR DE VITESSE;

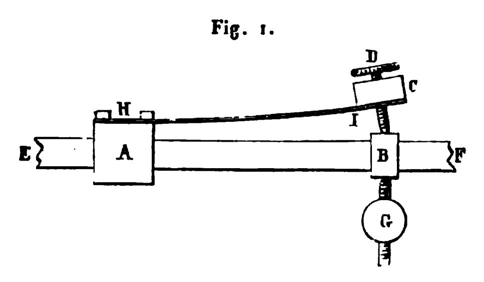
PAR M. MARCEL DEPREZ.

Ce régulateur est surtout applicable aux moteurs électriques. Il se compose essentiellement d'une lame élastique IH (*fig.* 1), fixée

(1) Dans des recherches en cours d'exécution, je me sers, comme thermomètre, d'un petit quartz de 8mm de diamètre et 15mm de longueur. Pour éviter les variations trop brusques de température, je le place dans un cylindre de cuivre rouge un peu épais qui fait l'office de régulateur.

à l'une de ses extrémités H sur l'axe EF, qui est entraîné dans le mouvement de rotation du moteur, et dont l'autre extrémité I porte une petite masse métallique C traversée par une vis D qui s'appuie sur un butoir B. En tournant la vis D, on peut donc donner à la

Fig. 1.



lame IH une tension plus ou moins considérable, qui aura pour effet d'appuyer l'extrémité de la vis D sur le butoir B. Si l'axe EF est animé d'un mouvement de rotation, la force centrifuge développée sur la masse C aura pour effet de diminuer la pression exercée contre le butoir B par la vis D, et pour une certaine vitesse angulaire ω, dont la valeur est facile à déterminer, cette pression sera nulle. Si la vitesse angulaire dépassait cette valeur ω d'une quantité très-petite, la vis cesserait de toucher le butoir B. Cela étant, supposons que le moteur qui met en mouvement l'axe EF soit un moteur électrique, et que le courant qui l'anime soit obligé de passer de A en B par la lame IH, les pièces A et B étant isolées de l'axe EF.

Tant que la vitesse de l'axe EF sera inférieure à ω, le courant pourra passer et la vitesse du moteur ira en augmentant, en supposant toutefois, ce qui est une condition indispensable, que ce courant possède une intensité supérieure à celle qui est nécessaire pour imprimer au moteur une vitesse ω. Au moment où la vitesse passera par la valeur ω, la pression de la vis D sur le butoir B sera nulle, mais le courant pourra encore passer. Mais, si la vitesse dépasse infiniment peu ω, l'extrémité de la vis D cessera de toucher B et le courant sera interrompu. La vitesse commencera alors évidemment à décroître; mais, dès qu'elle aura décru d'une quantité extrêmement petite, le contact sera rétabli et le courant passera de nouveau. On voit donc que la vitesse du moteur oscillera perpétuellement entre deux limites excessivement

rapprochées. On peut se faire une idée des variations de vitesse tolérées par cet appareil au moyen des considérations suivantes. Appelons f la pression exercée par la vis D sur le butoir B, ω la vitesse angulaire à laquelle doit tourner l'axe EF pour que cette pression soit exactement équilibrée par la force centrifuge, m la masse de la vis et du petit bloc de métal C (la masse du ressort étant négligée), et r la distance du centre de gravité de l'ensemble de ces deux pièces au centre de l'axe EF. Nous aurons $f = m\omega^2 r$, et, si nous désignons par df l'accroissement de pression nécessaire pour assurer complétement le passage du courant, accroissement qui nécessitera une diminution de vitesse $d\omega$, nous aurons $df = -2m\omega r\, d\omega$, d'où l'on tire successivement $d\omega = -\frac{df}{2m\omega r}$ et $\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{df}{2m\omega^2 r}$; mais $\frac{d\omega}{\omega}$ n'est autre que la variation *relative* de la vitesse ω. On voit que cette variation relative sera d'autant plus petite, pour une même valeur de df, que $m\omega^2 r$ sera plus considérable.

De la première équation on conclut $\omega = \sqrt{\frac{f}{mr}}$; il est donc très-facile de faire varier la vitesse ω en faisant varier l'une des trois quantités f, m ou r. Le procédé le plus simple est évidemment de faire varier f en tournant plus ou moins la vis D.

Si l'ensemble du ressort IH et de la masse C n'était pas équilibré, il en résulterait des trépidations qui troubleraient le fonctionnement du régulateur. Pour éviter cet inconvénient, on a placé à l'opposé de la masse C une autre masse G mobile le long d'une vis H permettant de placer la masse G à une distance convenable de l'axe EF.

Les avantages de ce régulateur sont les suivants :

1° Très-grande simplicité de construction ;

2° Absence totale d'articulations et, par suite, de frottements perturbateurs ;

3° Absence de conditions relatives à la distribution des masses qui le composent, tandis que les régulateurs qui passent pour les plus parfaits sont composés de masses tournantes dont les ellipsoïdes d'inertie doivent satisfaire à des conditions déterminées ;

4° Action absolument instantanée, ayant pour effet d'éviter le

phénomène connu sous le nom *d'oscillations à longue période,* qui se produit toujours avec les régulateurs dits *isochrones.*

J'ajouterai que j'ai trouvé le moyen de l'appliquer à toute espèce de moteur non électrique et de faire varier la vitesse de régime pendant la marche même; mais la description de ces dispositifs sortirait de mon cadre actuel. Je me bornerai à donner, en terminant, un tableau d'expériences faites sur un moteur électrique muni de ce régulateur, et dans lesquelles on mesurait avec un pointeur automatique la durée de 3000 révolutions de l'arbre porteur de l'électro-aimant. Afin de montrer que les variations d'intensité du courant n'avaient pas d'influence, on a expérimenté d'abord avec une pile de 2 éléments, puis avec une pile de 4 éléments.

Durée de 3000 révolutions	
avec 2 éléments.	avec 4 éléments.
96,9	96,8
97,0	96,9
96,9	96,9
96,8	97,0
97,0	97,0
96,8	97,0
96,6	96,9
97,0	97,1
96,8	97,0
97,0	97,0
96,8	97,0
96,7	97,2
96,9	97,0
97,0	97,0
96,8	97,0
96,8	97,1
96,8	97,2
1646,6	1649,1

Durée de 51 000 tours avec 2 éléments...		1646,6
»	» 4 éléments...	1649,1
		2,5

Différence relative : $\frac{1}{660}$ de vitesse.

ESSAI SUR L'EFFET THERMIQUE DES PAROIS D'UNE ENCEINTE SUR LES GAZ QU'ELLE RENFERME;

PAR M. AIMÉ WITZ.

(Analyse, faite par l'auteur, d'une Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris le 30 novembre 1878.)

Les lois du réchauffement et du refroidissement des gaz sous l'action des parois de l'enceinte qui les renferme n'ont point encore été formulées. Cette action est extrêmement complexe, car elle est fonction des propriétés physiques de la paroi et du gaz; l'expérience présente, d'autre part, des difficultés inattendues.

Il s'agit, en effet, d'abord de mesurer avec précision une température variable d'un gaz; de plus, ce gaz doit être introduit dans l'enceinte à une température différente de celle des parois; enfin, il faut rapporter au temps des variations qui peuvent dépasser 12° par seconde.

La première détermination ne peut être faite ni par un thermomètre à mercure, ni par un thermomètre de Breguet, ni par une pile thermo-électrique; pour ce qui est de la seconde partie du problème, l'expérience a fait voir qu'il est impossible d'introduire un gaz froid dans une enceinte à parois notablement plus chaudes. Une seule méthode peut convenir dès lors à la solution de ces difficultés : c'est de faire mesurer la température du gaz par lui-même, en notant ses variations de pression, à volume constant, ce qui revient à faire de l'enceinte le réservoir d'un thermomètre à gaz; c'est, enfin, de refroidir ou de réchauffer le gaz dans l'enceinte même par une détente ou une compression préalable.

C'est donc par une dépense d'énergie que le gaz changera soudain de température, comme dans l'expérience de Clément et Desormes; il subira aussitôt l'action de la paroi, se réchauffera, et l'on n'aura qu'à suivre les variations de niveau du manomètre.

Mais le mouvement du mercure est encore trop rapide pour qu'on puisse le suivre de l'œil et l'inscrire; l'emploi d'un appareil enregistreur est imposé. On réalise un appareil simple en introduisant dans le manomètre deux fils de platine, de telle sorte que le mercure ne les touchât tous deux que durant un intervalle assez

court, correspondant à une variation de pression constante, facile à mesurer une fois pour toutes. Ces fils sont compris dans le circuit d'une pile, ainsi qu'un récepteur de Morse. Tant que le courant est fermé par le mercure, cet appareil trace un trait sur le papier qui se déroule d'un mouvement uniforme, et l'on en peut déduire, au $\frac{1}{10}$ de seconde, le temps qu'a mis le gaz à passer d'une pression à une autre, je veux dire d'un excès de température à un autre : d'où la vitesse est donnée par les formules bien connues

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 e^{-ax}, \quad v = a\varepsilon_m,$$

ε_2 et ε_1 étant les excès correspondant aux positions du fil de platine, et x le temps mesuré comme nous venons de le voir; ε_m est l'excès moyen égal à $\frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}{2}$.

Voici quelle est la marche d'une expérience faite d'après ce procédé. Le gaz ayant été comprimé d'abord dans l'enceinte, on en opère brusquement la détente au moyen d'un robinet de fort diamètre. Alors seulement le manomètre est mis en communication avec l'enceinte, puis le robinet est refermé; le gaz se réchauffe, le mercure s'élève et franchit les fils de platine, ce qui donne un trait sur le papier à diagramme. On conserve ce papier, et l'on note la pression finale au manomètre. La pression extérieure, la position du fil de platine et la température de la paroi ayant été relevées une fois pour toutes, les expériences faites dans ces mêmes conditions forment une série. Ces résultats, réunis par une construction graphique, fournissent des valeurs moyennes que l'on soumet au calcul.

L'opération se complique un peu aux pressions autres que l'atmosphère et pour les gaz irrespirables; elle se renverse pour l'étude du refroidissement, mais le principe de la méthode ne varie pas.

Toutes les opérations se font dans la même enceinte, qui doit, par suite, réaliser de nombreuses conditions. Il faudra qu'elle soit assez résistante pour supporter les pressions les plus élevées et assez étanche pour les tenir sans déperdition; de plus, l'étude de l'effet thermique devant être poursuivie à toute température, on

aura à la chauffer à 150° ou à la maintenir à zéro, à volonté ; enfin, pour étudier l'influence des dimensions et de la forme de l'enceinte, et de la conductibilité de la paroi, il faudra pouvoir atteindre sans peine la surface intérieure et la modifier sans détruire l'appareil.

Tous ces *desiderata* ont été réalisés par une construction mécanique en fonte, absolument semblable à un cylindre de machine à vapeur à enveloppe ; une rondelle de caoutchouc faisant triple joint a donné une étanchéité parfaite. Le cylindre intérieur était amovible, et des pièces de rechange préparées à l'avance.

Telles sont, dans leurs grandes lignes, les méthodes et les dispositions expérimentales employées pour l'étude des variations thermiques des gaz sous l'action d'une paroi. Voici les résultats de 1180 expériences dirigées vers ce but.

Il s'agissait d'abord de déterminer une relation générale entre les vitesses et les excès dans un cas simple, qu'on pût considérer comme normal et qui pût servir de base de comparaison : ce sera l'effet thermique des parois d'un cylindre de fonte alésée, de 200^{mm} de diamètre, de 400^{mm} de hauteur, sur de l'air sec, sous une pression moyenne de 840^{mm}, à une température moyenne de 7° C.

La vitesse répond à la formule empirique

$$v = (0,11 + 0,0016\varepsilon)\varepsilon.$$

Prenant ce cas pour type et y rapportant les vitesses observées dans des conditions différentes, il devient possible d'étudier l'influence exercée par elles sur ce phénomène.

On peut affirmer *a priori* que ces influences sont nombreuses.

En effet, décomposons l'effet de la paroi sur le gaz en deux termes relatifs, le premier à la paroi, le second au gaz ; on doit reconnaître que la vitesse de réchauffement ou de refroidissement dépend :

1° Pour ce qui est de la paroi, de l'excès ε de la température de la paroi sur celle du gaz, de sa température τ, de son pouvoir émissif E, de sa conductibilité K, et de la forme et des dimensions de l'enceinte, influence que nous noterons $\frac{S}{V}$;

2° Pour ce qui est du gaz, de sa température t, de sa densité D, de sa capacité calorifique C, de sa pression P, de son pouvoir absorbant A, de sa conductibilité K′, et de sa mobilité ou du mouvement de ses molécules M.

En réunissant toutes ces influences, la vitesse doit être représentée par une fonction de la forme

$$v = \varphi\left(\tau, \varepsilon, \mathrm{E}, \mathrm{K}, \frac{\mathrm{S}}{\mathrm{V}}\right), f(t, \mathrm{P}, \mathrm{A}, \mathrm{M}, \mathrm{K}', \mathrm{D}, \mathrm{C}).$$

Mais une série d'expériences effectuées sur l'air, en faisant varier certaines conditions, a indiqué dès le début la prédominance de l'action de contact sur l'action du rayonnement; la paroi étant noircie, ce qui double son pouvoir émissif, l'air étant anisé, ce qui, d'après M. Tyndall, rendrait son pouvoir absorbant 372 fois plus grand, la vitesse de réchauffement dans le cylindre de $0^{\mathrm{m}},200$ n'a point varié. L'influence de la température de la paroi est négligeable aussi : le raisonnement le faisait prévoir, l'expérience l'a confirmé. L'influence de D et de C rentre dans celle de P et de t; enfin K′ peut être négligé, puisqu'on ne peut même l'apprécier dans des expériences qui n'ont d'autre but que cette observation. La fonction se simplifie donc beaucoup pour l'air et, en général, pour tout gaz voisin de l'état parfait, et nous l'écrivons

$$v = \varphi\left(\varepsilon, \mathrm{K}, \frac{\mathrm{S}}{\mathrm{V}}\right), f(\mathrm{P}, \mathrm{M}).$$

Ces diverses influences ont fait l'objet de nombreuses recherches, dont voici les résultats :

1° La vitesse peut être exprimée en fonction des excès par la formule empirique déjà donnée $(\alpha + \beta\varepsilon)\varepsilon$, ou bien encore par la formule exponentielle $m\varepsilon^{1,216}$, qui reste vraie jusque vers 40° d'excès; au delà, l'exposant croît et dépasse rapidement la valeur de Dulong, 1,233.

2° La conductibilité de la paroi n'affecte la vitesse que par un coefficient; la paroi devenant 651 fois moindre, la vitesse diminue dans le rapport de 0,44 à 1.

3° Toutes choses égales d'ailleurs, la vitesse dépend du nombre des contacts que peut subir dans l'unité de temps une molécule déterminée du fluide avec un élément quelconque de la paroi; la

vitesse croîtra donc avec l'étendue de la surface, et en raison inverse du volume, c'est-à-dire proportionnellement à $\frac{S}{V}$, ce que l'expérience confirme.

4° L'étude de l'influence de la pression est du plus grand intérêt.

En opérant entre des pressions de 45 et de 720^{mm}, Dulong et Petit ont démontré que le pouvoir refroidissant de l'air varie proportionnellement à la puissance 0,45 de la pression. Sous l'action d'une paroi, la vitesse de réchauffement de l'air variera, d'autre part, en raison inverse de cette pression, car la densité lui est proportionnelle; l'effet que l'on observera donc sur le gaz sera proportionnel à $\frac{P^{0,45}}{P}$ ou $P^{-0,55}$. C'est ce qui a été vérifié à des pressions de 570, 792 et 900^{mm}.

Mais, au delà de 900^{mm}, cette vérification se poursuivra-t-elle?

Dans un travail mémorable publié en 1846, MM. de la Provostaye et Desains avaient constaté que le temps du refroidissement d'un thermomètre dans un ballon de $0^{m},16$ de diamètre était le même aux pressions de 20^{mm} et de 4^{mm} : la loi de Dulong ne répond donc plus aux faits dans ces limites extrêmes inférieures.

Or les expériences faites sur le réchauffement de l'air aux pressions de 1552^{mm} et 2806^{mm} semblent indiquer de même qu'aux pressions supérieures la vitesse tend à devenir indépendante de la pression, comme il ressort du tableau ci-dessous, calculé pour un excès de 7°,5 :

Pressions	792^{mm}	1552^{mm}	2806^{mm}
Vitesses calculées....	1,35	0,90	0,67
Vitesses observées...	1,35	1,21	1,14

Ces expériences ont révélé encore un autre fait auquel on ajoutera foi en le rapprochant d'une observation de MM. de la Provostaye et Desains. Ces habiles physiciens avaient découvert en effet que, dans un cylindre de $0^{m},06$ de diamètre, les écarts avec la loi sont plus considérables que dans les grandes enceintes et s'exercent en des sens différents, de telle sorte qu'en portant les pressions en abscisses et les vitesses en ordonnées, pour construire les courbes des vitesses, les deux courbes correspondant aux deux enceintes sont loin d'être parallèles et se coupent en un point

dont l'abscisse est de 60^{mm} de pression. Un fait analogue s'observe aux hautes pressions des gaz; dans le cylindre de 200^{mm} de diamètre, la vitesse croît, au lieu de décroître, de 840^{mm} à 2509^{mm}.

5° Les mouvements des molécules gazeuses doivent influer notablement sur la vitesse du réchauffement dans les cas où l'action de contact a une part prédominante : deux séries parallèles d'expériences faites en détente *brusque* et en détente *lente* (durant l'une $\frac{7}{100}$ de seconde, l'autre 2), dans les deux cylindres, ont fait voir que le mouvement des molécules a une influence d'autant plus marquée que le rapport $\frac{S}{V}$ a une moindre valeur.

Il eût donc été incorrect de suivre simultanément la marche du temps et la variation progressive de la température pendant un long intervalle, comme l'ont fait Dulong et Petit, parce que les vitesses observées la première seconde ne sont point comparables avec celles observées dix secondes après, alors que le mouvement des molécules provoqué par la détente s'est éteint; ce qui justifie la méthode employée dans ce travail.

6° Est-il permis d'étendre les conséquences de cette étude sur les variations de mobilité artificielle aux variations de mobilité naturelle qui caractérisent les gaz de nature différente? On affirmerait dès lors que l'acide sulfureux et le protoxyde d'azote, plus éloignés de l'état parfait que l'air, doivent avoir une vitesse beaucoup moindre, ce que l'expérience confirme; l'influence du rayonnement devient sensible; mais, au delà de son point critique, l'acide sulfureux rentre dans les lois établies pour l'air. Des courbes permettent de suivre et de coordonner tous ces résultats.

7° MM. de la Provostaye et Desains ont découvert ce fait curieux, et en apparence paradoxal, que, au-dessus et au-dessous de la température d'une enceinte, un même thermomètre se refroidit plus vite qu'il ne se réchauffe : ce même fait est observé pour l'air, qui se refroidit 1,17 fois plus vite, toutes choses égales d'ailleurs.

Tels sont les résultats les plus importants de ce travail. Il restait à soumettre la formule générale au dernier contrôle de l'expérience, en observant la durée totale d'une modification considérable des excès, 50° par exemple.

Partant de la formule $v = -\frac{d\varepsilon}{dx} = (\alpha + \beta\varepsilon)\varepsilon$, ou de cette autre identique $-dx = \frac{d\varepsilon}{(\alpha + \beta\varepsilon)\varepsilon}$, et intégrant entre les limites ε_1 et ε_2, on trouve, pour le temps total X,

$$X = \frac{\log \frac{\varepsilon_1(\alpha + \beta\varepsilon_2)}{\varepsilon_2(\alpha + \beta\varepsilon_1)}}{\alpha \log e}.$$

Les temps calculés de la sorte ne diffèrent des temps observés que de 0″,03 sur cinq expériences effectuées dans le cylindre de 200^{mm}, et de 0″,005 sur quatre autres faites dans le cylindre de 125^{mm}.

Cette concordance remarquable a paru autoriser une application de la formule générale à l'étude de l'action de la paroi sur un gaz qui se détend brusquement; quelque rapide que soit cette détente, l'action de la paroi est appréciable, et de l'air se réchauffe de $0^{o},36$ en $\frac{1}{100}$ de seconde, en passant de 1552^{mm} à 759^{mm} de pression. Il paraît, dès lors, impossible d'observer expérimentalement une variation quelconque suivant une ligne adiabatique, c'est-à-dire sans perte ni gain de chaleur.

APPAREIL DESTINÉ A EFFECTUER LA SYNTHÈSE DES COULEURS COMPOSÉES;

PAR M. HENRI PELLAT.

Dans certaines questions d'Optique, le calcul donne les différentes proportions suivant lesquelles les couleurs du spectre de la lumière blanche doivent être prises dans une teinte colorée; par exemple, les phénomènes de polarisation rotatoire et chromatique se prêtent au calcul. Or, jusqu'ici, on n'avait guère d'autre ressource, pour contrôler l'exactitude de ces calculs et, par conséquent, des théories sur lesquelles ils reposent, que l'emploi du cercle chromatique de Newton ou celui des disques rotatifs, qui ne pouvaient donner la teinte que d'une façon grossièrement approchée. C'est ce qui m'a engagé à construire un appareil qui réalise la teinte calculée en prenant les couleurs mêmes du spectre, sui-

vant les proportions voulues et en les mélangeant complétement.

Cet appareil (dont le principe est celui d'une des dispositions expérimentales de Newton pour reconstituer la lumière blanche) se compose d'un collimateur formé par une fente F (*fig.* 1) placée au foyer d'une lentille A. Les rayons émis par la fente, rendus parallèles par la lentille, tombent sur un prisme de 60° en flint dispersif, ayant ses arêtes parallèles à la fente et tourné au minimum de déviation pour la raie D. Les rayons déviés et dispersés passent à travers une lentille convergente B qui donne, en son

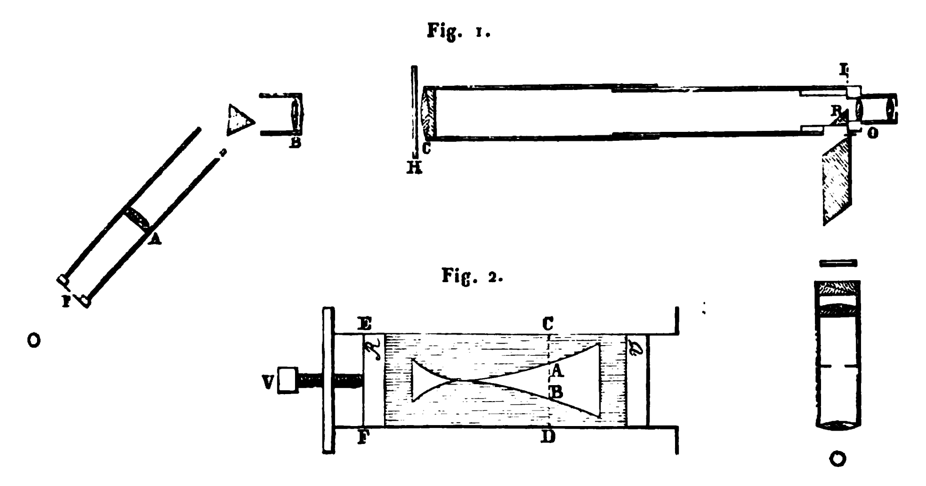


Fig. 1.

Fig. 2.

foyer H, un spectre réel de la fente; dans ce plan se trouvent deux rainures parallèles qui permettent d'y placer un écran pouvant intercepter une certaine portion du spectre. Ces écrans sont formés par une lame rectangulaire en verre (*fig.* 2), rendue opaque par places au moyen d'une couche d'encre de Chine; la courbe de séparation entre la partie opaque et la partie transparente se dessine, d'après la loi indiquée par le calcul, d'une façon fort simple : il faut que la hauteur AB non interceptée d'une couleur soit à la hauteur totale CD dans le rapport suivant lequel on veut admettre cette couleur dans la teinte colorée. La ligne CD, correspondant à une raie X du spectre, se trouve dans tous les écrans à la même distance de l'arête EF de la lame; celle-ci est poussée dans la glissière jusqu'à ce que cette arête vienne buter contre une vis V, réglée de façon que la raie X tombe en CD; les écrans se mettent

ainsi en place sans tâtonnement. Immédiatement derrière le plan du spectre se trouve une lentille convergente G, assez large pour le recevoir tout entier; elle donne au foyer conjugué de la face de sortie du prisme, vue à travers la lentille B, une image réelle de celle-ci, image qui sera blanche si aucune couleur n'est interceptée, mais qui se colorera d'une teinte parfaitement plate si un écran intercepte d'une façon inégale, mais quelconque du reste, les différentes couleurs.

On pourrait recevoir cette image sur un écran et la voir par diffusion, comme dans l'expérience de Newton, mais ce procédé nécessite l'emploi d'une source lumineuse au moins aussi intense que la lumière Drummond; il est bien préférable de la regarder directement en plaçant l'œil derrière. Mais une difficulté se présente : si l'on regarde à l'œil nu cette image, il faudra se placer à une distance au moins égale au minimum de vision distincte; or, à cette distance, les différentes couleurs qui se sont réunies dans l'image se sont séparées de nouveau et forment un spectre diffus dont les dimensions linéaires sont bien supérieures au diamètre de la pupille; celle-ci se trouve placée dans l'une ou l'autre des couleurs qui seule est admise sur la rétine; le mélange ne se fait pas. Pour obvier à cet inconvénient, il faut regarder l'image avec un oculaire négatif ou positif très-convergent ([1]); celui-ci donne, derrière l'œilletoire, une image très-petite du spectre, dont les dimensions sont inférieures à celles de la pupille, et, en plaçant l'œil devant l'oculaire mis au point, on voit l'image de la face de sortie du prisme teintée du mélange des couleurs conservées, car aucune n'est arrêtée par les bords de l'iris.

Pour que cet appareil réalise exactement la couleur calculée, il y a quelques conditions à remplir. Il faut d'abord que la teinte regardée soit parfaitement plate pour que le mélange soit complet; or, pour cela, il est nécessaire que chaque point de l'image soit également éclairé par tous les points du spectre, condition qui revient à la suivante : que chaque point de la petite portion de la face de sortie du prisme dont l'image est vue par l'oculaire soit également éclairée par tous les points de la fente. On doit donc

---

([1]) Un oculaire de Ramsden, d'un grossissement de 20 diamètres, convient parfaitement.

employer une source lumineuse réelle d'un diamètre (apparent et réel) qui ne soit pas trop faible ([1]), et l'on disposera la lentille du collimateur de façon que l'image de cette source aille se former à peu près sur la face de sortie du prisme, à l'endroit dont l'image est vue à travers l'oculaire.

Il faut encore que chaque couleur du spectre présente la même intensité dans toute sa hauteur ([2]), ce qui nécessite une fente à bords bien parallèles, également éclairée dans toute sa hauteur.

En général, il est intéressant de comparer la teinte réalisée par l'appareil à celle d'une source lumineuse, soit blanche, soit colorée, ou, dans le cas de la polarisation rotatoire et chromatique, à celle fournie par l'appareil de Nörremberg. Pour que cette comparaison s'effectue dans les meilleures conditions, il se trouve dans le plan regardé par l'oculaire (qui doit être positif), la face d'un prisme à réflexion totale R qui renvoie dans l'œil la lumière d'une source placée latéralement; le champ se trouve ainsi partagé en deux parties égales : dans l'une on voit la teinte calculée, réalisée par l'appareil, dans l'autre la teinte de comparaison; ces deux teintes sont juxtaposées comme les deux parties d'une plaque à deux rotations.

APPAREIL POUR L'ÉTUDE DES MOUVEMENTS VIBRATOIRES DES CORDES;

PAR M. TH. SCHWEDOFF,

D'ODESSA.

Cet appareil de démonstration est d'une grande simplicité. Les ondes stationnaires de la corde vibrante sont obtenues au moyen

---

([1]) La lumière diffusée par les nuées, la lumière d'une lampe modérateur ou d'un bec de gaz conviennent parfaitement. La lumière directe du Soleil serait aveuglante dans les conditions ordinaires; si l'on avait besoin de s'en servir, il faudrait joindre au collimateur une lentille d'au moins $0^m,60$ de foyer, qu'on placerait à cette distance de la fente et du prisme.

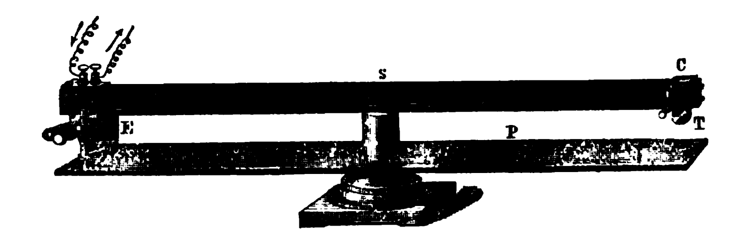
Je compte modifier ainsi l'appareil pour étudier le mélange de deux ou trois couleurs réduites à des bandes linéaires très-étroites.

([2]) On s'assure que cette condition est bien remplie à l'aide d'un écran opaque, présentant une bande transparente oblique, à bords parallèles.

La teinte doit rester parfaitement blanche. Ce procédé est d'autant plus sensible que la bande est plus étroite.

d'un trembleur électrique E : les phénomènes de vibration persistent aussi longtemps qu'on le désire, sans changer d'intensité.

Ce trembleur E ne diffère pas de ceux qu'on emploie pour les sonneries électriques; la corde fixée à la palette de fer doux du trembleur suit ses mouvements et vibre transversalement. L'autre extrémité de la corde est fixée à un tendeur T, qui permet de faire varier la tension. Un curseur mobile C permet de faire varier la longueur de la partie vibrante, indiquée par les divisions du support S. La planchette P en bois noirci sert d'écran devant la corde vibrante. Les ventres et les nœuds qu'on observe sont d'une



grande netteté. Une certaine tension du tendeur T ne donne qu'un seul ventre; en la *diminuant* graduellement, on obtient facilement 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, ... ventres, séparés par des nœuds qui semblent immobiles. Ces ventres ayant beaucoup d'ampleur (corde de soie ou de coton blanc), quelques points noirs tracés sur la corde laissent l'impression de ses vibrations; on voit parfaitement qu'elle vibre dans un plan si les rapports entre les vibrations du trembleur et de la corde sont justes; dans le cas contraire, elle exécute des mouvements elliptiques ou circulaires.

Toutes les lois sur les vibrations des cordes peuvent être vérifiées. Au tendeur à friction T peut être substitué un tendeur à poids variables.

V. DVOŘÁK. — On acoustic repulsion, with a Note by prof. A.-M. Mayer (Répulsion acoustique, avec une Note du prof. A.-M. Mayer); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VI, p. 225.

M. Dvořák a observé que des résonnateurs légers de verre ou de métal sont repoussés très-vivement quand on les approche de la caisse de résonnance d'un diapason à l'unisson. La condition essentielle au succès de l'expérience, c'est que l'air de la caisse de résonnance soit réellement en vibration, ce qui n'a pas toujours lieu même sur un diapason bien accordé, car le renforcement du son peut être dû au seul effet des parois élastiques de la caisse. On peut aussi employer comme corps vibrant un disque métallique accordé avec le résonnateur.

La répulsion produite est assez énergique pour permettre la construction d'un petit moulin à quatre ailettes munies chacune d'un résonnateur. Quand on place cet appareil devant l'embouchure de la caisse du diapason, le petit moulin se met à tourner comme si les ailettes étaient repoussées par la caisse.

M. Mayer, de son côté, est arrivé d'une manière indépendante, et sans avoir connaissance des travaux de M. Dvořák, à constater la répulsion acoustique et à construire un petit appareil de rotation identique au moulin de M. Dvořák.

E. BOUTY.

LORD RAYLEIGH. — Note on acoustic repulsion (Note sur la répulsion acoustique); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VI, p. 270; 1878.

MM. Dvořák et Mayer ont constaté l'existence d'une répulsion entre un corps sonore et un résonnateur vibrant à l'unisson; lord Rayleigh propose une explication théorique de ce phénomène, fondée sur l'emploi d'un théorème d'Hydrodynamique que nous allons d'abord rappeler.

Considérons une particule A dans un fluide en mouvement. Elle passe, au temps t, en un point P dont les coordonnées sont x, y, z et où le fluide possède la densité ρ; elle est animée d'une vitesse dont les composantes u, v, w sont les dérivées partielles d'une même

fonction φ, pourvu que le fluide, d'abord au repos, n'ait été soumis qu'à l'action de forces motrices ayant en chaque point une résultante unique. Nous désignerons par le symbole D une différentiation qui se rapporte à la particule A, par le symbole d une différentiation relative au point P où la particule se trouve au temps t, de telle manière que l'on ait symboliquement

$$(1)\qquad \frac{D}{dt} = \frac{d}{dt} + u\frac{d}{dx} + v\frac{d}{dy} + w\frac{d}{dz}.$$

D'après le principe de d'Alembert, les équations du mouvement de la particule A sont, en désignant par p la pression au point P, par $\rho X dV$, $\rho Y dV$, $\rho Z dV$ les composantes de la force agissant sur un élément de volume dV comprenant le point P,

$$(2)\qquad \begin{cases} \dfrac{dp}{dx} = \rho\left(X - \dfrac{Du}{Dt}\right), \\ \dfrac{dp}{dy} = \rho\left(Y - \dfrac{Dv}{Dt}\right), \\ \dfrac{dp}{dz} = \rho\left(Z - \dfrac{Dw}{dt}\right). \end{cases}$$

Posons

$$(3)\qquad \varpi = \int \frac{dp}{\rho},$$

il en résulte

$$(4)\qquad d\varpi = X\,dx + Y\,dy + Z\,dz - \frac{Du}{Dt}\,dx - \frac{Dv}{Dt}\,dy - \frac{Dw}{Dt}\,dz.$$

Mais on a, identiquement,

$$\frac{Du}{Dt}\,dx + \frac{Du}{Dt}\,dy + \frac{Du}{Dt}\,dz$$
$$= \frac{D}{Dt}(u\,dx + v\,dy + w\,dz) - u\frac{D\,dx}{Dt} - v\frac{D\,dy}{Dt} - w\frac{D\,dz}{Dt},$$

ou, puisque $\dfrac{D\,dx}{Dt} = d\dfrac{Dx}{Dt} = du$,

$$(5)\qquad \begin{cases} \dfrac{Du}{Dt}\,dx + \dfrac{Du}{Dt}\,dy + \dfrac{Du}{Dt}\,dz \\ \quad = \dfrac{D}{Dt}(u\,dx + v\,dy + w\,dz) - (u\,du + v\,dv + w\,dw). \end{cases}$$

Substituant cette valeur dans l'équation (4), posant

$$U^2 = u^2 + v^2 + w^2,$$

et remarquant que $u\,dx + v\,dy + w\,dz = d\varphi$, il vient ainsi

(6) $$d\varpi = dR - \frac{D}{Dt}\,d\varphi + \frac{1}{2}\,dU^2;$$

on en tire par intégration

(7) $$\varpi = \int \frac{dp}{\rho} = R - \frac{D\varphi}{Dt} + \frac{1}{2}\,U^2;$$

mais, d'après (1),

$$\frac{D\varphi}{Dt} = \frac{d\varphi}{dt} + u^2 + v^2 + w^2,$$

et, par suite,

(8) $$\varpi = R - \frac{d\varphi}{dt} - \frac{1}{2}\,U^2 \quad (^1).$$

Cela posé, considérons une masse fluide qui n'est actuellement soumise à aucune force. On a alors $R = 0$. Distinguons par des suffixes les valeurs relatives à deux points de l'espace P_1 et P_0, nous aurons

$$\varpi_1 - \varpi_0 = \frac{d}{dt}(\varphi_0 - \varphi_1) - \frac{1}{2}\,U_0^2 + \frac{1}{2}\,U_1^2,$$

et cette équation est applicable à chaque instant. Nous pouvons l'intégrer pour une très-longue période, pendant laquelle nous supposerons que la quantité de fluide écoulée de P_1 vers P_0 ne croît pas constamment, de telle sorte que, pour une valeur suffisante de t, l'intégrale du terme en φ soit négligeable. On aura alors

(9) $$\int \varpi_1\,dt - \int \varpi_0\,dt = \frac{1}{2}\int U_1^2\,dt - \frac{1}{2}\int U_0^2\,dt.$$

C'est cette dernière équation que lord Rayleigh applique à l'étude

---

(1) Nous empruntons cette démonstration au Traité d'Acoustique de lord Rayleigh, t. II, p. 2 et suiv.

d'un résonnateur mis en vibration par un corps qui est sensiblement à l'unisson.

Nous prendrons le point P_0 assez loin du résonnateur pour que la pression puisse y être considérée comme constante et la vitesse comme nulle; le point P_1 à l'intérieur du résonnateur et assez loin de l'embouchure pour que la vitesse soit négligeable. On a alors $U_1 = 0$, $U_2 = 0$, et, par suite,

$$\int \varpi_1 dt - \int \varpi_0 dt = 0. \tag{10}$$

On peut maintenant supposer que, dans le milieu vibrant considéré, les condensations et les dilatations s'effectuent soit à température constante (ce qui est sensiblement vrai dans le cas des liquides), soit à chaleur constante, ce qui a lieu pour les gaz.

Dans la première hypothèse, on a, en désignant par a une constante,

$$p = a^2 \rho,$$

d'où, d'après (3),

$$\varpi = a^2 \log p; \tag{11}$$

l'équation (10) devient alors

$$\int \log p_1 dt = \int \log p_0 dt = t \log p_0. \tag{12}$$

Puisque la pression p_0 est supposée constante, on peut mettre l'équation (12) sous la forme

$$\int \log\left(1 + \frac{p_1 - p_0}{p_0}\right) dt = 0,$$

ou, développant le logarithme en série,

$$\int \left[\frac{p_1 - p_0}{p_0} - \frac{1}{2}\left(\frac{p_1 - p_0}{p_0}\right)^2 + \ldots\right] dt = 0.$$

Mais, dans les mouvements vibratoires, on suppose que la pression ne s'écarte jamais de sa valeur moyenne que de quantités très-faibles. On peut donc réduire la série à ses deux premiers termes

$$\int \frac{p_1 - p_0}{p_1} dt = \frac{1}{2} \int \left(\frac{p_1 - p_0}{p_1}\right)^2 dt. \tag{13}$$

Cette dernière équation signifie que la valeur moyenne de l'excès

$p_1 - p_0$ est positive, c'est-à-dire que la pression moyenne à l'intérieur du résonnateur l'emporte sur la pression atmosphérique.

Dans la deuxième hypothèse, p est proportionnel à ρ^γ, γ ayant, pour les gaz parfaits, une valeur sensiblement égale à 1,4; on a alors

$$\int p_1^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\,dt = \int p_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\,dt = p_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\,t,$$

$$\int \left[\left(1 + \frac{p_1 - p_0}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right] dt = 0,$$

où, développant par la formule du binôme et arrêtant le développement au second terme,

$$\int \frac{p_1 - p_0}{p_0}\,dt = \frac{1}{2\gamma}\int \left(\frac{p_1 - p_0}{p_0}\right)^2 dt.$$

Cette équation exprime encore que la pression moyenne à l'intérieur du résonnateur est supérieure à la pression atmosphérique.

Dans l'une ou l'autre hypothèse, le résonnateur tend à se mouvoir comme s'il était soumis à une force normale à son ouverture et dirigée de l'extérieur vers l'intérieur.

E. Bouty.

W.-E. AYRTON. — The electrical properties of Bees'-Wax and Lead chloride (Propriétés électriques de la cire d'abeille et du chlorure de plomb); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VI, p. 132; 1878.

I. Dans un travail fait en commun avec le professeur Perry, l'auteur avait constaté que le pouvoir inducteur spécifique de l'eau croissait régulièrement, ainsi que l'indice de réfraction, lorsque la température, d'abord inférieure au point de fusion, s'élevait au-dessus de ce dernier. Toutefois, par suite de la grande quantité d'électricité qui pénétrait à l'intérieur de l'eau, il était impossible d'établir une comparaison précise entre ces deux propriétés physiques.

La cire d'abeille étant une des rares substances pour lesquelles l'indice de réfraction croît en passant de l'état liquide à l'état solide,

il devenait très-intéressant de rechercher comment variait la capacité d'un condensateur à lame de cire graduellement refroidi jusqu'au point de solidification de cette substance. Une boîte de cuivre peu profonde, longue de $0^m,19$ et large de $0^m,17$, fut donc garnie de feuilles de papier à lettre de $0^c,036$ d'épaisseur, préalablement enduite de cire d'abeille. Un disque de cuivre de $12^c,8$ de diamètre recouvrait le tout, et les vides étaient remplis de cire fondue. Ce condensateur fut placé dans une étuve à huile à double enveloppe, munie d'ouvertures destinées à livrer passage à un thermomètre et aux électrodes du condensateur. L'intérieur de l'étuve contenait un vase renfermant de l'acide sulfurique. Pour procéder à une expérience, on portait le condensateur à une température voisine de 90°. Quand cette température était stationnaire, on éloignait la source de chaleur et l'on mesurait la capacité du condensateur à différentes températures. Pour cela, on le chargeait avec une pile de 75 éléments Daniell en série, et on le déchargeait à travers un galvanomètre Thomson très-sensible.

L'auteur représente par des courbes les résultats obtenus à trois époques différentes. Il semble, à l'inspection de ces courbes, que la capacité correspondant à une température donnée n'est pas un nombre constant; mais, si l'on remarque que cette capacité est toujours très-petite, et que, d'autre part, il est difficile de déterminer la température d'un corps mauvais conducteur, on peut regarder les expériences comme suffisamment concordantes. Dès lors, on constate un accroissement de la capacité pour une température comprise entre 80° et 60°. Quand la température continue à décroître, la capacité diminue.

On pourrait objecter que la variation de capacité observée provient d'un rapprochement des deux armatures du condensateur. Toutefois, cela devient bien improbable si l'on remarque que la distance des deux armatures ne peut devenir inférieure à la somme des épaisseurs des feuilles de papier interposées. Cependant, pour répondre à ces critiques, l'auteur a cru devoir déterminer la conductibilité du condensateur à différentes températures.

Le condensateur fut donc interposé en même temps qu'un galvanomètre dans le circuit d'une pile de 75 éléments Daniell. La température ayant été maintenue à 130° jusqu'à ce que la déviation du galvanomètre fût stationnaire, on enleva la source de chaleur et

l'on releva fréquemment les indications du galvanomètre et du thermomètre.

Les résultats sont représentés par des courbes dans lesquelles on ne découvre aucune variation brusque de conductibilité dans le voisinage du point de solidification. On est autorisé à conclure que le pouvoir inducteur spécifique de la cire, comme son indice de réfraction, augmente par suite de la solidification.

II. Des expériences du même genre ont été faites sur le chlorure de plomb, dans le seul but d'étudier la variation de sa conductibilité. Plusieurs condensateurs furent construits soit avec du charbon, soit avec du cuivre. Les premiers se composaient d'une petite boîte en charbon contenant un plateau de même substance. Le plateau était séparé du fond de la boîte par de petits morceaux de verre et portait perpendiculairement à son plan une tige de charbon. La tige et le plateau étaient d'une seule pièce. On coulait du chlorure de plomb fondu dans l'intérieur de la boîte. L'extérieur de cette boîte, ainsi que la tige du plateau, avait été recouvert d'un dépôt de cuivre par la galvanoplastie. Les fils de communication étaient soudés sur ce cuivre. Quant aux condensateurs à armatures de cuivre, ils étaient construits d'une manière analogue. On mesurait comme précédemment la capacité et la résistance de ces condensateurs à différentes températures. On avait adjoint au galvanomètre un électromètre permettant de déterminer la différence de potentiel des deux armatures au moment de la décharge.

On a trouvé d'abord que la résistance variait avec la durée de la charge. Pour des forces électromotrices supérieures à $1^{\text{volt}}\frac{3}{4}$, les résultats étaient un peu irréguliers, et la résistance diminuait quand la durée de la charge allait en augmentant; l'inverse se produisait avec des forces électromotrices plus faibles. La force électromotrice $1^{\text{volt}}\frac{3}{4}$ correspondant à peu près à celle qui est nécessaire pour décomposer l'eau, l'auteur pense que, malgré les précautions prises, il restait toujours un peu d'eau dans le chlorure, et cette eau se trouvait décomposée par le courant. On n'a, dès lors, employé dans les recherches qu'une force électromotrice de $0^{\text{volt}},075$.

La conductibilité croît avec la température; les expériences sont

très-concordantes et fournissent une courbe très-approximativement logarithmique. H. Hurion.

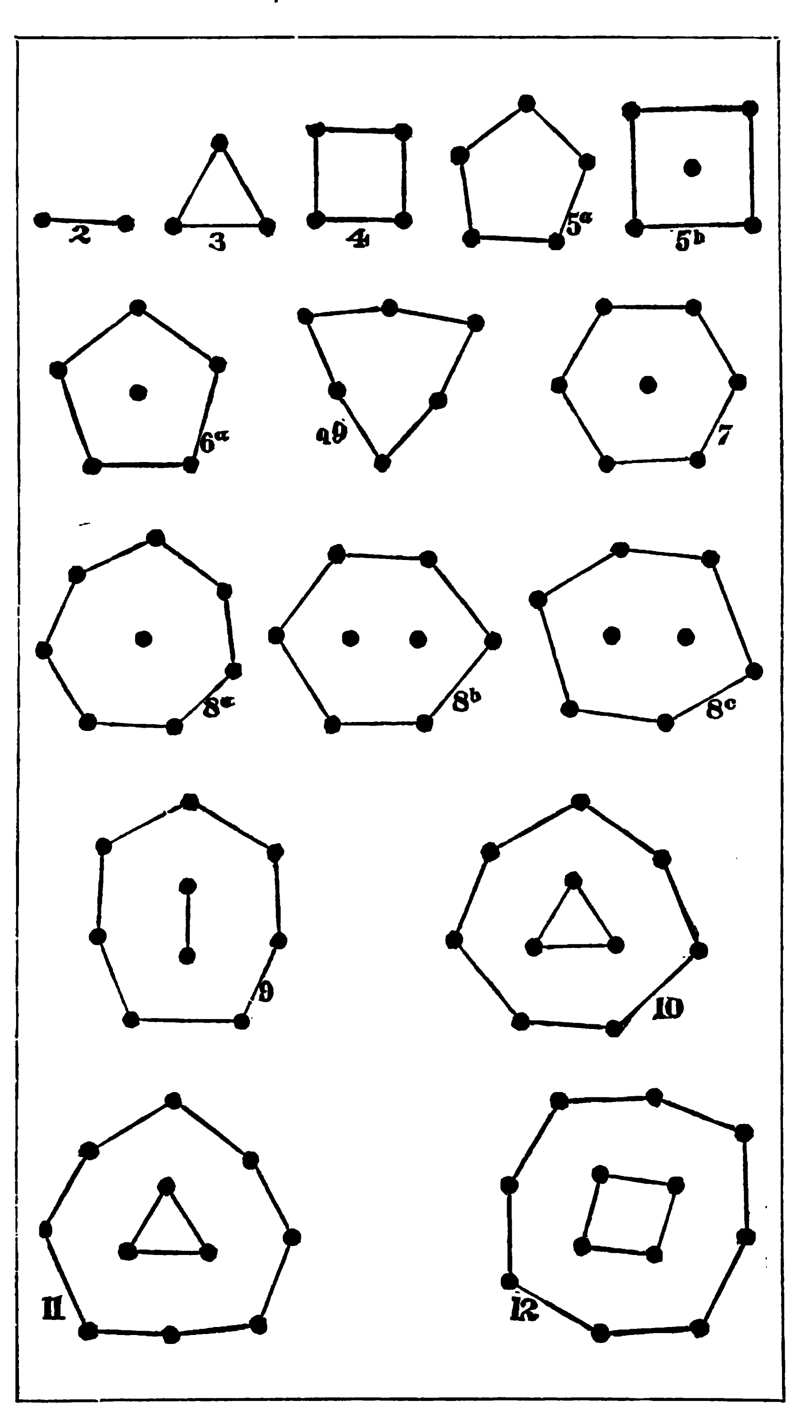
Alfred-M. Mayer. — A Note on experiments with floating magnets ... (Note sur des expériences réalisées avec des aimants qui flottent...); *the American Journal of Sciences and Arts*, t. XV, avril 1878, p. 276.

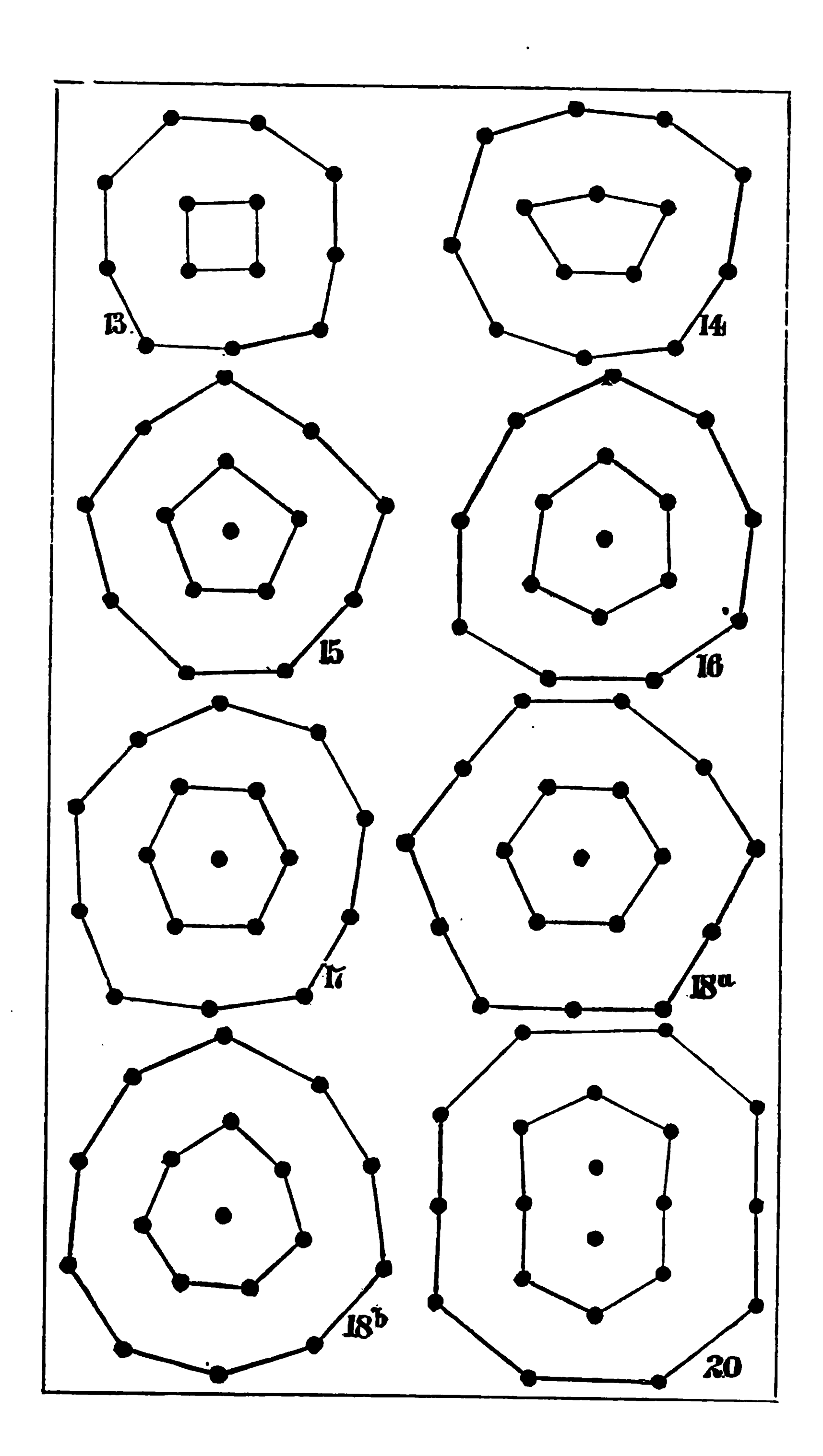
Alfred-M. Mayer. — On the morphological laws of the figures formed by magnets floating vertically ... (Lois morphologiques des figures formées par des aimants qui flottent verticalement...); *the American Journal of Sciences and Arts*, t. XVI, octobre 1878, p. 247.

M. Mayer, préparant un Traité élémentaire de Physique expérimentale et désirant faire comprendre les groupements et les actions moléculaires, imagina un système d'expériences figuratives de ces groupements et de ces actions. Dans ce but, il eut recours aux actions magnétiques.

Des aiguilles à coudre sont aimantées; chacune traverse de part en part un petit bouchon de liége et s'y enfonce jusqu'à la tête. Ces aiguilles, abandonnées sur l'eau, flottent verticalement, la pointe en bas, et, comme le sens de leur aimantation est le même, elles se repoussent. Ce sont ces aiguilles qui représentent les molécules; leur magnétisme figure les forces répulsives. Pour obtenir des forces attractives, M. Mayer se sert d'un barreau aimanté tenu verticalement au-dessus de la surface de l'eau, dans une telle position que son pôle, de nom contraire à celui de la tête des aiguilles, soit dirigé vers le bas. Celles-ci sont attirées; elles s'approchent et alors se produisent des groupements qui dépendent du nombre des aiguilles, de leur position initiale et des impulsions imprimées. Vingt-trois de ces groupements sont représentés ici. La figure la plus complexe est formée de vingt aiguilles. L'auteur en a étudié de plus complexes encore : il a associé plus de cinquante aiguilles simultanément dans la même expérience.

Les figures se classent naturellement d'après l'ordre de leur complexité. Les unes (*fig.* 2, 3, 4, 5*a*, etc.) sont simples; les autres


2
3
4
5a
5b
6a
6b
7
8a
8b
8c
9
10
11
12



13.
14
15
16
17
18a
18b
20

(*fig.* 8*b*, 8*c*, 9, 10, etc.) sont composées d'une des figures précédentes, que l'on peut appeler *le noyau*, enveloppée d'une autre; nous les appellerons *figures du deuxième ordre*; d'autres, la *fig.* 20 par exemple, sont des figures du troisième ordre; enfin on a obtenu aussi des figures du quatrième et même du cinquième ordre.

Ces figures montrent qu'un même nombre d'aiguilles peut prendre divers groupements; exemples : 6*a*, 6*b* et 18*a*, 18*b*. Ces groupements ne sont pas tous également stables : les lettres *a*, *b*, *c* indiquent l'ordre de stabilité. Un choc léger suffit souvent pour faire disparaître le groupement instable et pour produire le groupement stable qui correspond au nombre d'aiguilles en expérience.

A l'aide de ces expériences, l'auteur explique divers points de la théorie des atomes; mais il est bien entendu que ces explications ne sont que de simples comparaisons, destinées à faire comprendre les phénomènes tels qu'on les conçoit dans la théorie moléculaire. Voici les points signalés par l'auteur.

Les molécules des corps sont souvent dans un état d'équilibre instable : dans le cas de surfusion par exemple, l'eau, à —10° C., le soufre, à + 100°, deviennent solides par le choc ou par l'introduction d'un cristal. Ce sont des phénomènes semblables aux variations des groupements, tels que 6*b* en 6*a*, changements qu'un choc produit également.

Pendant la solidification, une variation de volume se produit; de même, un groupement, qui se transforme en un autre, occupe un espace plus grand ou plus petit.

On conçoit aisément comment la représentation de l'allotropie et de l'isomérie est donnée par les mêmes figures.

L'auteur termine en indiquant la manière de projeter les expériences. Nous ne nous arrêterons pas sur ce point. La lanterne verticale de M. Duboscq [1] permet de réaliser toutes les projections de ce genre. Nous l'avons employée, pour montrer ces expériences, dans une des séances de la Société de Physique.

Ch. d'Almeida.

---

(1) *Voir* ce Journal, t. V, p. 216.

V. STROUHAL. — Ueber eine besondere Art der Tonerregung (Sur un mode particulier de génération du son); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 216; 1878.

M. le Dr Strouhal s'est proposé d'étudier un mode particulier de production du son, connu de tout le monde, mais dont l'étude approfondie semble avoir été négligée jusqu'à ce jour par les physiciens; il s'agit des sons rendus par un corps qui fend rapidement l'air, comme par exemple un fouet, une baguette, etc., ou, inversement, de sons produits par l'air en mouvement rencontrant des fils tendus, des bords tranchants, des fentes étroites. M. Strouhal donne à ces sons le nom générique de *sons de frottement*.

Certaines conditions sont nécessaires pour que les sons obtenus soient suffisamment purs : 1° les différentes parties du corps doivent être animées de vitesses égales, ce qui exige que le mouvement soit de translation; 2° l'expérience montre, en outre, que le corps doit avoir la forme d'un cylindre droit à base circulaire.

Voici comment M. Strouhal réalise ces conditions d'une manière très-simple. Une colonne de bois verticale porte dans le prolongement de son axe une poulie à laquelle une corde sans fin peut donner une vitesse de rotation plus ou moins rapide; la colonne est munie de deux bras horizontaux qui servent à maintenir parallèlement à l'axe les corps cylindriques générateurs du son. Les corps employés à cet effet étaient le plus souvent des fils métalliques; on s'est servi également avec succès de tubes de verre pleins ou creux. Aux deux bras horizontaux de l'appareil précédent on peut substituer avec avantage deux disques horizontaux parfaitement égaux. Un son étant produit par cet appareil, on détermine sa hauteur à l'aide d'un monocorde ou d'un diapason, et la disposition de l'appareil permet de calculer en même temps la vitesse de rotation correspondante. Voici les principaux résultats trouvés par M. Strouhal :

1° La hauteur du son est indépendante de la tension du fil métallique et de sa longueur.

2° Elle est sensiblement proportionnelle à la vitesse de rotation. De nombreuses expériences ont été faites avec des fils de nature très-différente; n désignant le nombre des vibrations par seconde

du son considéré, v la vitesse de rotation, le rapport $\frac{n}{v}$ demeure toujours sensiblement constant.

3° Avec des fils de diamètre différent on constate que, toutes choses égales d'ailleurs, la hauteur du son augmente quand le diamètre d diminue ; c désignant une constante, on a très-sensiblement

$$n = c \times \frac{v}{d}.$$

Cette formule résume les lois des sons produits par le frottement des corps cylindriques animés d'un mouvement de translation parallèle à leur axe. Ces lois restent évidemment les mêmes si le corps cylindrique devient fixe et que l'air prenne un mouvement de translation. La formule précédente, à laquelle on peut donner la forme

$$v = adn,$$

fournit un procédé acoustique pour déterminer la vitesse de translation d'un corps cylindrique dans l'air tranquille, ou inversement pour calculer la vitesse d'un courant gazeux rencontrant un corps immobile, comme c'est le cas pour les courants atmosphériques. Par exemple, si l'on observe le son produit par le vent dans les fils télégraphiques, la vitesse du courant gazeux varie dans le même sens que la hauteur du son résultant. Les anémomètres ne fournissent pas la vitesse du vent à un instant donné, mais seulement une certaine vitesse moyenne ; les observations précédentes permettraient peut-être de créer des anémomètres acoustiques, dont l'avantage serait de faire connaître la vitesse du vent *à un instant donné*.

Le Mémoire dont nous présentons l'analyse sommaire signale une très-curieuse expérience que l'on peut faire à l'aide de l'appareil décrit précédemment. On emploie pour cela un fil métallique mince et élastique. En augmentant progressivement la vitesse de rotation, un son nouveau, dû aux vibrations du fil lui-même, s'ajoute, à un moment donné, au son produit par le frottement; c'est un des harmoniques du son fondamental du fil, et il est à l'unisson avec le son produit alors par le frottement. La vitesse de rotation augmentant encore, ce son s'éteint; le son de frottement s'élève, atteint l'harmonique suivant qui est aussitôt vivement renforcé, et ainsi de suite. Dans des conditions favorables, on a pu ainsi obtenir une succession de vingt-cinq harmoniques.

Ces expériences rappellent le fait connu d'une corde sonore, entrant en vibration sous l'action d'un son émis dans le voisinage, quand ce son est un des harmoniques de la corde, ou bien encore les belles expériences faites sur les flammes chantantes par M. Tyndall.

Les tuyaux sonores, on peut le dire, parlent sous l'action de sons produits par le frottement. Dans un tuyau à embouchure de flûte, par exemple, le courant d'air en venant se briser sur le biseau, produit un son, et la colonne d'air qui est dans le tuyau entre en vibration quand ce son est un des harmoniques du sòn fondamental.

Nous ne nous étendrons pas sur la partie du Mémoire où l'auteur cherche l'explication théorique des phénomènes qui précèdent. On conçoit que, lorsqu'un corps se meut d'un mouvement uniforme de translation parallèlement à son axe dans un fluide gazeux, les molécules du fluide placées devant lui éprouvent une contraction et celles situées derrière une dilatation, d'où résulte une série de pulsations du milieu aériforme; on comprend même que, toutes choses égales d'ailleurs, la longueur du corps n'influera pas sur la hauteur du son produit, mais simplement sur son intensité, et que les vibrations se succéderont d'autant plus rapidement que le mouvement sera plus rapide et la section transversale plus petite. Pour aller plus loin dans cette étude, il nous semble indispensable de soumettre la question à l'analyse, ce que l'auteur de ces recherches ne fait pas; il eût été intéressant de voir si le calcul vérifiait les lois simples auxquelles il était parvenu.

E. MASSE.

E. WIEDEMANN. — Ueber die Beziehung zwischen Refractionsäquivalent und Weglänge (Relation entre l'équivalent de réfraction et le chemin moyen des molécules); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 142; 1878.

M. Stefan (¹) avait anoncé que le produit de l'équivalent réfractif $n - 1$ par le chemin moyen λ d'une molécule d'un gaz ou d'une vapeur était une constante. M. Puluj (²) trouva plus tard que cette relation n'était point exacte, mais que les corps qui avaient le plus grand équivalent réfractif avaient le plus petit chemin moyen;

(¹) *Wien Ber.*, LXV, 1872.
(²) *Wien Anz.*, 1878, p. 140.

M. Wiedemann, combinant les valeurs de $n-1$ données par M. Mascart ([1]) avec celles de λ fournies par M. O.-E. Meyer ([2]), montre que le produit $(n-1)\lambda 10^7$ varie de 57,1 (eau) à 149,6 (chlorure d'éthyle), ce qui infirme la loi de Stefan; et que l'ordre général des corps, rangés d'après les valeurs de λ décroissantes, n'a aucun rapport avec l'ordre obtenu pour les valeurs croissantes de $n-1$, ce qui ne laisse rien subsister de l'observation de M. Puluj.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XV. — Octobre 1878.

M. Berthelot. — *Sur le pouvoir rotatoire du métastyrolène*, p. 145.

M. Berthelot. — *Nouvelle observation sur le rôle de la pression dans les phénomènes chimiques*, p. 149.

Edme Bourgoin. — *Mémoire sur les courbes de solubilité des acides salicylique et benzoïque*, p. 161.

M. Berthelot. — *Sur les chaleurs spécifiques et la chaleur de fusion du gallium*, p. 242.

A. Righi. — *Le téléphone qui s'entend à distance*, p. 274.

Léon Foucault. — *Du spectre solaire et de son influence sur la vision dans les instruments d'Optique*, p. 283.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VI. — Décembre 1878.

G.-J. Johnstone Stoney. — *Sur la théorie mécanique de Crookes, relative à la pression aans les gaz*, p. 401.

E. Edlund. — *Recherches sur l'induction unipolaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréale*, p. 423.

Oliver Heaviside. — *Épreuve des lignes télégraphiques*, p. 436.

C. Röntgen. — *Décharges électriques dans les isolants*, p. 438.

Pliny Earle Chase. — *Hypothèse de l'état nébuleux*, p. 448.

John Conroy. — *Lumière réfléchie par le permanganate de potasse*, p. 454.

A.-S. Davis. — *Cause possible de la formation des queues des comètes*, p. 459.

([1]) *Ann. de l'École Normale*, t. VII, p. 9, 1877,

([2]) *Kinetische Theorie der gase*, 142.

5e série. — Tome VII. — Janvier 1879.

W. Beetz. — *Production d'électricité au contact des solides et des gaz*, p. 1.

George-Francis Fitzgerald. — *Théorie mécanique de la force de Crookes*, p. 15.

W.-H. Preece. — *Lumière électrique*, p. 29.

H.-F. Weber. — *Inductions produites dans le téléphone*, p. 34.

Walter Baily. — *Amidon et verre non recuit, sous le polariscope*, p. 39.

J. Fröhlich. — *Nouvelle proposition relative à la théorie de la diffraction; son application*, p. 51.

William Crookes. — *Illumination électrique des lignes de plus grande pression moléculaire; trajectoire des molécules*, p. 57.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome V. — N° 11. — Année 1878.

F. Auerbach. — *Passage du courant par le fer*, p. 289.

C. Fromme. — *Recherches expérimentales sur le magnétisme*, p. 345.

F. Exner. — *Polarisation du platine dans l'eau*, p. 388.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des corps gazeux*, p. 405.

F. Kolacek. — *Influence de la capillarité sur la vitesse de propagation des ondes liquides*, p. 425.

L. Boltzmann. — *Théorie de l'élasticité résiduelle*, p. 430.

Nouvelle série. — Tome V. — N° 12. — Année 1878.

F. Niemöller. — *Recherches électrodynamiques avec des courants flexibles*, p. 433.

H. Helmholtz. — *Téléphone et timbre*, p. 448.

R. Nahrwold. — *Électricité de l'air*, p. 460.

E. Wiedemann. — *Recherches sur la nature des spectres* (I, *Théorie*; II, *Spectres des mélanges gazeux*), p. 500.

D.-J. Korteweg. — *Vitesse de propagation des ondes dans les tubes élastiques*, p. 525.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et sur la constitution des corps célestes gazeux*, p. 543.

R. Rühlmann. — *Formules pour la détermination de la profondeur de la mer à l'aide du manomètre*, p. 558.

E. Wundt. — *Recherches cristallographiques sur la méthylorthophényldiamine*, p. 566.

A. Sadebeck. — *Recherches optiques sur les cristaux de la méthylorthophényldiamine*, p. 572.

A. Sadebeck. — *Forme cristalline de l'acide salicylique*, p. 574.

A. Sadebeck. — *Deux nouvelles soudures régulières de minéraux différents*, p. 576.

COMPLÉMENTS A LA THÉORIE DE LA ROSÉE;

PAR M. J. JAMIN.

La théorie de la rosée donnée par Wells est devenue classique; elle repose sur l'observation d'un fait d'expérience, le refroidissement nocturne, qui entraîne comme conséquence d'abord la saturation hygrométrique et ensuite la condensation de la vapeur. Sur ce point, il n'y a rien à contester ni à ajouter. Quant à expliquer ce refroidissement, on l'attribue assez vaguement au rayonnement nocturne. J'ai cependant vu nombre de personnes hésiter à admettre que l'herbe d'un pré peut se refroidir de 8° à 10° au-dessous de l'air environnant, parce qu'elle rayonne à travers cet air, plus chaud qu'elle, des rayons qui se perdent dans les espaces célestes. C'est pour lever ces doutes et ajouter quelques détails à la théorie générale que je publie cette Note.

Dulong et Petit ont représenté la loi du refroidissement dans l'air par la formule connue

$$v = ma^{T} - ma^{\theta} + np^{c}t^{1,233}.$$

T et θ sont les températures du thermomètre et de l'enceinte; ma^{T} est la quantité de chaleur rayonnée par le thermomètre vers l'enceinte, ma^{θ} celle que celle-ci lui renvoie; or, comme elle est reculée jusqu'à la voûte céleste et que sa température est très-basse, on admet qu'elle ne renvoie rien et que ma^{θ} est nul : c'est un cas limite dont on se rapproche plus ou moins, suivant que l'atmosphère est plus ou moins diathermane. La formule se réduit donc, en désignant par Θ la température de l'air et par t l'excès du thermomètre, à

$$v = ma^{t+\Theta} + np^{c}t^{1,233}.$$

Le terme $np^{c}t^{1,233}$ exprime la chaleur enlevée au thermomètre par le contact même de l'air; or, pour que le thermomètre soit en équilibre dans l'air, il faut que v soit nul, ce qui exige que t soit négatif, c'est-à-dire que le thermomètre soit au-dessous de la température de l'air. En remplaçant donc t par $-t$, il faut, pour

que ν soit égal à zéro, que l'on ait

$$ma^{\Theta} = np^{e} t^{1,233} a^{t}.$$

1° Si $m = 0$, c'est-à-dire si le pouvoir émissif est nul, t sera égal à zéro et le thermomètre marquera exactement la température de l'air. Cette condition est presque réalisée si le réservoir thermométrique est couvert de métal poli.

2° Pour un pouvoir émissif de plus en plus grand, t croîtra de plus en plus; le refroidissement du thermomètre atteindra sa plus grande valeur quand il sera couvert de noir de fumée.

3° t croît avec la température Θ de l'air et ne devient nul que si $\Theta = -\infty$. Cela contredit une observation de Pouillet, qui, ayant fait des mesures par une nuit d'hiver et par une nuit d'été, avait trouvé pour l'abaissement t une valeur sensiblement égale. Mais, comme nous le verrons bientôt, rien ne prouve que l'air ait eu, dans les deux cas, la même transparence, et que les deux observations soient comparables.

4° La formule de Dulong et Petit nous révèle complétement le mécanisme de ce refroidissement. Le rayonnement du thermomètre $ma^{t+\Theta}$ est tout à fait indépendant de l'air; il se fait comme si cet air n'existait pas. Quant à cet air, il agit par contact avec la surface : s'il est plus froid, il lui prend de la chaleur; s'il est plus chaud, il lui en cède; c'est ici le cas. On voit ainsi que tout corps solide placé dans l'air rayonne vers l'espace, que l'air lui rend la chaleur qu'il perd, mais en se refroidissant à son tour. C'est par rayonnement que la chaleur se perd, c'est à l'air qu'elle est prise, c'est lui qui répare la dépense; mais, devenant plus lourd, il tombe à la surface du sol, où il se maintient; le froid s'accentue nécessairement de plus en plus au milieu de l'herbe des prés, comme l'a montré Melloni, et il se transmet ensuite peu à peu de la surface du sol jusqu'à des hauteurs plus grandes. M. Glaisher a ainsi trouvé que, en représentant par 1000 le refroidissement au niveau de l'herbe, il n'était que de 671 à 1^po et de 52 à 6^pi au-dessus. Il est remarquable que, pendant le jour, la chaleur solaire tend surtout à s'accumuler sur le sol, d'où elle remonte ensuite, et que, pendant la nuit, le refroidissement suit le même chemin, s'attaquant d'abord aux couches les plus échauffées et ensuite à celles qui ont reçu moins de rayons.

5° Ces considérations sont applicables au cas où l'enceinte est à une température infiniment basse. Quand l'atmosphère est chargée de nuages, on peut dire que la Terre est enveloppée d'une enceinte qui a la même température qu'elle, l'équilibre est atteint quand $t = 0$, ce qui veut dire que, par un temps couvert, le thermomètre marque exactement la température de l'air, sans refroidissement et sans aucune des conséquences qu'il entraîne.

La formule du refroidissement est-elle encore applicable au cas où l'air, étant humide, aurait, suivant M. Tyndall, une puissance spéciale et considérable de rayonnement ou d'absorption? C'est ce qu'on ne sait point; c'est ce que des expériences précises pourraient faire connaître. Pour le moment, la théorie que je viens de développer ne s'adresse qu'au cas, peut-être entièrement hypothétique, où la formule de Dulong s'applique.

Le rayonnement est la seule cause de refroidissement pour les objets terrestres qui sont secs; ce n'est pas le cas le plus général. Pour ceux qui sont mouillés, il y en a une seconde tout aussi importante, l'évaporation, que nous allons étudier.

On peut leur appliquer la théorie du psychromètre, que je vais résumer en l'abrégeant. On admet qu'une couche mince d'air qui enveloppe le thermomètre mouillé éprouve deux effets : 1° qu'elle se sature d'humidité; 2° qu'elle passe de t à t', cédant, par ce refroidissement, la chaleur nécessaire à la vaporisation de l'eau.

Soit ϖ le poids de cette couche à zéro et à 760^{mm}. Dans le cas actuel, elle se compose d'air et de vapeur, aux pressions $H - x$ et x, qui se refroidissent de t à t'; mais, comme la densité de la vapeur est à peu près la moitié de celle de l'air, que, d'autre part, sa chaleur spécifique est à peu près double, et que x est toujours très-petit, on admet qu'on peut considérer l'air comme sec à la pression H, et qu'il cédera, en se refroidissant, $\frac{\varpi H}{760} k(t - t')$.

D'autre part, il se forme un poids de vapeur $\frac{\varpi (F' - x)\delta}{760}$ qui absorbe une chaleur égale à son poids par sa chaleur latente λ; en égalant la perte au gain,

$$F - x = \frac{Hk}{\delta\lambda}(t - t').$$

J'ai repris cette démonstration pour arriver à une conclusion qui mérite d'être signalée. Suivant cette théorie, le poids d'eau évaporée en un temps déterminé serait

$$\frac{\varpi(F'-x)\delta}{760}.$$

Suivant Dalton, elle est proportionnelle à $\frac{1}{H}$, à $F'-x$, à la surface S et à un facteur constant, on a

$$\frac{BS}{H}(F'-x);$$

pour l'accord de ces deux résultats, il faut qu'on ait

$$\frac{\varpi(F'-x)\delta}{760}=\frac{BS}{H}(F'-x),$$

$$\frac{\varpi H}{760}=\frac{BS}{\delta}.$$

Or $\frac{\varpi H}{760}$ est le poids de la couche considérée à zéro et à la pression H; on voit qu'elle doit être constante à toute pression, et, comme sa surface est constante, il faut que l'épaisseur soit en raison inverse de la pression.

1° Appliquant cette théorie à tout corps humide placé dans l'air, on voit qu'il se maintiendra à une température inférieure à celle de l'air, proportionnelle à l'écart de saturation F^V-x, qui sera maximum si l'air est sec, qui diminuera quand il sera humide, et sera nul s'il est saturé. Les surfaces mouillées seront donc soumises à deux causes de refroidissement superposées : le rayonnement, comme les substances sèches, et l'évaporation, suivant la loi du psychromètre. Il est à remarquer, d'abord, que cette seconde cause de refroidissement suit le même mécanisme que la première; c'est encore à l'air qu'est empruntée sa chaleur. Cet air se refroidit, descend vers le sol et s'y étale, en s'approchant du point de saturation et par son refroidissement et par la vapeur dont il se charge. La différence entre les deux actions est que la première persiste à toute température, pendant que la seconde, d'abord considérable, diminue et s'annule au moment où la saturation est atteinte. Elle ne fait pas la rosée, mais elle contribue à la pré-

parer et l'accélère, parce qu'elle rend l'air à la fois plus humide et plus froid.

2° La quantité de chaleur ainsi empruntée à l'air par l'évaporation est très-considérable. En effet, la chaleur latente de l'eau, égale à 600^{cal}, est 2553 fois plus grande que la chaleur spécifique de l'air, évaluée à 0,237; d'où il suit que 1^{gr} d'eau évaporée abaisse de 1° 2553^{gr} d'air ou un volume égal à 1963^{lit}, c'est-à-dire à peu près 2^{mc}.

3° Pour comparer l'intensité des deux effets, on peut placer dans l'air, pendant une belle nuit, trois thermomètres : l'un argenté, avec un toit au-dessus; le deuxième noirci, mais sec et rayonnant librement; le troisième couvert d'une gaze noire, entretenue mouillée. Le premier donnera la température de l'air Θ; le deuxième sera plus bas de τ, marquant l'effet du rayonnement seul; le dernier sera abaissé de $\tau + \tau'$, subissant la double action, et τ' indiquant l'effet de l'évaporation seule; or on trouve que τ' est au moins égal, quelquefois supérieur à τ. Il n'est donc pas permis de négliger le froid dû à l'évaporation sur les corps mouillés.

Il faut toutefois remarquer que les vapeurs répandues dans l'air par le thermomètre mouillé doivent, suivant M. Tyndall, affaiblir le rayonnement direct, tandis que cela n'a point lieu pour le thermomètre sec, qui garde toute sa puissance rayonnante; d'où l'on conclut que la théorie du psychromètre est incomplète, et que ses indications doivent dépendre et de la localité et de la transparence de l'air, comme l'a si bien montré Regnault.

Cette discussion montre clairement comment les corps mouillés exposés à l'air pendant les nuits claires se refroidissent plus et plus vite que les corps identiques, mais secs, et qu'ils doivent refroidir plus et plus vite l'air qui les entoure; or les végétaux, surtout les plantes herbacées, sont humides et sont le siége d'une évaporation considérable, étudiée autrefois par Halles, et trouvée si énorme, qu'il l'a attribuée à une fonction spéciale de la vie végétale. Je ne le pense point, et je crois avoir montré que l'absorption par les racines et l'évaporation par les feuilles s'expliquent par les lois physiques de la capillarité. Si celle-ci est si considérable, c'est que la surface du système foliacé en contact avec l'air est très-grande. Cette évaporation ne cesse pas la nuit, bien qu'elle s'affaiblisse, et, par suite, l'herbe d'un pré et l'air qui y est

contenu doivent, dès la tombée du jour, éprouver, par évaporation aussi bien que par rayonnement, un refroidissement rapide et considérable, plus rapide et plus considérable que ne le feraient les mêmes herbes si elles étaient desséchées. La rosée, dès lors, arrive plus vite; mais, une fois qu'elle a commencé, elle se continue par le seul effet du rayonnement.

Ces conclusions sont confirmées par de nombreux phénomènes. Lorsque, pendant une soirée d'automne, on descend rapidement en voiture d'un plateau dans une vallée, on est étonné du froid dans lequel on pénètre tout à coup. Ce n'est point le rayonnement qui a été plus grand, puisque les vallées sont encaissées et que l'air y est moins sec. Ce ne peut être que l'effet d'une évaporation plus rapide sur les herbes des prés, sur tous les végétaux aquatiques, sur toutes les surfaces humides.

Vers le mois de mai, quand les gelées printanières sont imminentes, les jardiniers sont en repos tant que l'air est sec; mais, s'il survient une giboulée et que les plantes soient humides, ils tiennent le danger pour certain et se hâtent d'y parer; c'est que dans le premier cas il n'y a que le rayonnement, pendant que dans le second il se complique de l'évaporation.

La classique histoire de la fabrication de la glace au Bengale vient encore confirmer ces idées. De larges vases plats, remplis d'eau, sont déposés le soir sur de la paille. Quand la nuit a été sereine et qu'il n'y a point eu de rosée, on y trouve, au matin, l'eau changée en glace, bien que la paille voisine soit à 4° ou 5°. Cela veut dire que la paille sèche s'est moins refroidie que l'eau; elle n'a subi que le rayonnement, pendant que la surface liquide y a ajouté l'évaporation, et, comme il n'y a point eu de rosée, cette évaporation a continué son effet jusqu'à la fin. A la vérité, M. Tyndall ajoute que, l'air étant sec, était plus diathermane. Je n'y contredis point; les deux effets ont dû s'ajouter.

Tous les phénomènes observés dans l'air jouent leur partie dans le concert général de la vie atmosphérique. Quel est le rôle de la rosée? On ne l'a point signalé, que je sache; il est pourtant bien évident. Le dépôt de rosée est un acte bienfaisant, qui modère et quelquefois arrête le refroidissement nocturne, et préserve les plantes de la gelée matinale.

Il est évident, en effet, que si, pendant la première période,

l'évaporation a accéléré le refroidissement, la condensation qui s'opère pendant le dépôt de rosée met obstacle à ce refroidissement; l'eau, en se reformant, restitue la chaleur que la vapeur avait prise; chaque gramme de rosée qui se dépose réchauffe de 1° 2^{mc} d'air. Le rayonnement continue sans que la température baisse; il est entretenu par une production équivalente de chaleur, par la condensation. Et si, enfin, le rayonnement et le refroidissement s'exagèrent, l'eau déposée tient encore en réserve 79^{cal} jusqu'au moment où elle gèle et avant que les plantes dépassent la température de zéro.

Cette conclusion, bien que trop évidente pour être niée, était trop capitale pour n'être point mise expérimentalement en évidence. J'ai fait passer dans l'éther de l'hygromètre de Regnault un courant d'air constant et suivi avec une lunette le décroissement progressif du thermomètre intérieur. Traduite par un tracé graphique, cette observation a donné une courbe régulière jusqu'au moment du dépôt de rosée. Arrivée là, elle change brusquement. Le décroissement se ralentit subitement, et l'on a deux courbes, qui se coupent en formant un angle, sans avoir de tangente commune. Voici le tableau des températures prises de trois en trois minutes. Le dépôt se faisait à 7°,50; à ce moment, le refroidissement se ralentit tout à coup de 0°,90 à 0°,35.

h m	o	Différence. o
3.13......	11,00	
		1,40
3.16......	9,60	
		1,05
3.19......	8,55	
		0,90
3.22......	7,65	
		0,35
3.25......	7,30	
		0,30
3.28......	7,00	
		0,32
3.31......	6,68	

Le réchauffement spontané de l'appareil après qu'il a été refroidi et couvert de rosée montre encore plus nettement l'influence de la condensation ou de l'évaporation. Tant que sa température est au-dessous de 7°,5, il condense de la vapeur et son réchauffement est très-grand, égal à 0°,68, 0°,55 en deux minutes. A 7°,5, ce réchauffement est normal; mais au delà la buée s'évapore, et il baisse tout à coup à 0°,35, 0°,23, 0°,33. A partir de 9°, il n'y a

plus de buée et la marche du réchauffement s'accélère; elle devient égale à 0°,52, 0°,46, 0°,50, etc. Les deux courbes de la marche du thermomètre montrent avec évidence ces perturbations.

SUR LA PROPRIÉTÉ DÉPOLARISANTE DES DISSOLUTIONS MÉTALLIQUES;

PAR M. G. LIPPMANN.

La propriété dépolarisante des dissolutions de cuivre a été appliquée par Becquerel, dès 1829, à la construction du premier élément à courant constant. La propriété analogue des sels de zinc, de cadmium, etc., a reçu depuis lors diverses applications. Les expériences que je vais décrire ont montré que cette propriété dépolarisante d'une dissolution métallique est limitée au métal même qu'elle contient. Ainsi, une dissolution de cuivre ne dépolarise pas une électrode de platine : elle ne dépolarise que le cuivre. De même une dissolution de zinc ne dépolarise ni le cuivre ni le platine : elle ne dépolarise que le zinc. Je n'ai expérimenté que sur la polarisation ou la dépolarisation de l'électrode *négative*.

La disposition de ces expériences a été la suivante. Un fil du métal à essayer A plonge dans une dissolution métallique. Il sert d'électrode négative, d'électrode de sortie, à un courant de pile qu'on peut ouvrir ou fermer à volonté et qui est amené dans le liquide par une électrode auxiliaire B. Le fil A est en communication permanente avec la colonne de mercure d'un électromètre capillaire, dont l'autre pôle communique avec un fil A′ du même métal plongeant dans le liquide. Ce fil A′, qui n'est traversé par aucun courant, sert uniquement à mesurer, par comparaison, les variations de force électromotrice subies par le fil A. Tant que l'on n'a pas fermé le courant, les fils A et A′ sont égaux, et l'électromètre reste au zéro. Lorsque, au contraire, on a fait passer un instant le courant et que A s'est polarisé, l'électromètre est et reste dévié du zéro après l'ouverture; il ne revient au zéro que lentement, au fur et à mesure que la force électromotrice de polarisation se dissipe avec le temps.

Si le liquide en expérience est une dissolution de sulfate de

zinc, et si les fils A, A' sont en cuivre, on constate que, si l'on a fermé un instant le courant de la pile, l'électromètre est et reste dévié, accusant ainsi la polarisation subie par le fil de cuivre A dans la dissolution de zinc. Vient-on à ajouter au liquide quelques gouttes de sulfate de cuivre, la déviation de l'électromètre disparaît; le mercure reste au zéro, montrant ainsi que la présence de ces quelques gouttes de sel de cuivre empêche le fil de cuivre de se polariser. On constate, de la même manière, que le cuivre se polarise dans les sels de zinc, de cobalt, de nickel et dans un mélange de ces sels aussi bien que dans l'acide sulfurique étendu. Les sels de cuivre seuls dépolarisent le cuivre. L'expérience est d'ailleurs très-nette, car, dans des dissolutions même concentrées d'un sel de zinc, de cobalt, etc., ou dans un mélange de ces dissolutions concentrées, la polarisation du cuivre est instantanée, durable et si forte, que le mercure de l'électromètre disparaît du champ; par contre, l'addition d'une quantité minime de sulfate de cuivre (moins de $\frac{1}{1000}$) non-seulement ramène aussitôt l'électromètre au zéro, mais fait qu'en fermant de nouveau le courant on voit l'électromètre rester au zéro.

En substituant des fils d'argent aux fils de cuivre, on constate de même que l'argent se polarise dans les sels de zinc, de cobalt, de nickel, de cuivre, et ne se dépolarise que dans un sel d'argent : une trace de sel d'argent dépolarise un fil d'argent au sein d'une dissolution concentrée de sels étrangers.

Ces expériences ont donné des résultats analogues pour tous les métaux qui ont été essayés, à savoir, pour le zinc, le cobalt, le nickel, le cuivre, le mercure, l'argent, le platine et l'or, et pour les dissolutions de ces métaux. La polarisation du métal dans un liquide qui ne le tient pas en dissolution est toujours très-considérable : elle atteint toujours une fraction notable d'un Daniell. La dépolarisation produite par la présence d'un sel du même métal accuse des traces de ce sel, du moins dans le cas du zinc, du cobalt, du cuivre, de l'argent, du mercure. Le nickel laissé quelque temps à l'air ou en contact avec son sulfate paraît s'altérer à la surface; il se comporte alors, en présence de son propre sel, comme un métal étranger. Il est nécessaire de le préparer par voie galvanoplastique au moment de s'en servir; il rentre alors dans la loi générale. L'or et le platine paraissent peu sensibles à la présence

de leurs propres sels; peut-être est-il nécessaire, comme pour le nickel, de les avoir préparés récemment.

Quoi qu'il en soit pour ces deux derniers corps, on voit que pour plusieurs autres métaux la dépolarisation constitue une sorte de réaction qui indique, d'une façon sensible et non équivoque, la présence d'un sel de ces métaux dans un mélange de sels étrangers. On peut donc employer, dans plusieurs cas, cette réaction électrique à la recherche d'un métal, comme un auxiliaire commode de l'analyse chimique. La présence de chaque sel métallique est caractérisée par la dépolarisation du métal correspondant. On fixe les trois fils A, A', B, faits du métal que l'on recherche, à une baguette isolante, de façon à en former un petit équipage que l'on porte dans le liquide à essayer. Veut-on savoir si ce liquide contient, par exemple, du cuivre, les fils A, A', B sont alors en cuivre. On observe l'électromètre : s'il reste au zéro, c'est que le liquide contient un sel de cuivre; s'il diverge, c'est que le liquide ne contient pas de sel de cuivre. On décèle ainsi sûrement $\frac{1}{1000}$ de sulfate de cuivre. On recherchera de même l'argent avec des fils d'argent, etc.

Si l'on n'a pas d'électromètre à sa disposition, on pourra substituer à cet instrument un galvanomètre à long fil. Le galvanomètre ne mesure pas la force électromotrice de polarisation; mais la déviation de l'aiguille suffit pour indiquer la polarisation, son maintien à zéro la dépolarisation.

On sait que l'on ne peut pas mettre impunément un métal quelconque dans une dissolution quelconque. Ainsi, on ne peut pas plonger un fil de cuivre dans une dissolution d'argent sans qu'il se forme une dissolution de cuivre et un dépôt d'argent. Si donc on tenait à employer la réaction électrique indiquée plus haut à la recherche méthodique des métaux, il faudrait procéder dans un ordre convenable : commencer par rechercher les métaux nobles, et éliminer ces métaux de la liqueur avant de rechercher des métaux capables de précipiter les premiers.

Peut-on expliquer, d'une manière simple, cette propriété que possède un métal de se polariser dans la dissolution d'un métal différent? On pourrait penser d'abord que la polarisation est due à la formation, sur l'électrode employée, d'un dépôt galvanique du métal contenu dans la dissolution, dépôt qui serait invisible,

mais dont l'action électromotrice se ferait néanmoins sentir. Ainsi, la polarisation du platine dans le sulfate de cuivre serait due à un dépôt invisible de cuivre sur le platine.

Cette explication, qui prête d'ailleurs à diverses objections, n'est pas d'accord avec les deux expériences que je vais décrire : 1° Une lame de platine et une lame de cuivre, plongées dans une même dissolution de sulfate de cuivre, forment un élément de pile dont le platine est l'élément positif. En fermant le circuit par le fil d'un galvanomètre, on constate qu'il se produit un courant, courant de courte durée et qui est bientôt arrêté par la polarisation du platine : c'est même un moyen simple de montrer cette polarisation. Le platine a alors atteint la force électromotrice du cuivre. Or, on peut aller encore plus loin; on peut, au moyen d'une pile auxiliaire, polariser davantage le platine, de manière à le rendre plus négatif (de $\frac{1}{14}$ Daniell) que le cuivre. Il faudrait donc admettre que le dépôt, s'il en existe un, est formé d'une substance plus négative, plus oxydable que le cuivre. 2° On sait que, si l'on polarise une lame de platine dans de l'eau acidulée sur une de ses faces seulement, la seconde face de la lame ne tarde pas à subir à son tour une polarisation qui croît peu à peu, bien que cette seconde face ne touche pas la masse liquide où la première s'est polarisée. On a expliqué cette expérience en admettant que « l'hydrogène de polarisation » se diffuse à travers le platine. Or, si au lieu d'eau acidulée on prend du sulfate de cuivre, l'expérience réussit également bien. Si l'on peut admettre que de l'hyrogène se diffuse rapidement, même à froid, à travers le platine, l est difficile d'étendre cette explication à un dépôt de cuivre. Cela est difficile, surtout lorsqu'on a examiné au microscope la structure d'un tel dépôt au moment où il se produit réellement. Si l'on opère avec précaution de manière à saisir le moment où le dépôt apparaît, on constate qu'il a, à l'œil nu, l'apparence d'une buée rose; au microscope, on le voit formé de masses distinctes de cuivre, entièrement séparées les unes des autres, et ayant chacune la forme d'une pyramide à base rectangulaire, c'est-à-dire d'un demi-octaèdre régulier [1].

---

(1) Lorsqu'un corps se forme par électrolyse, la formation de la première parcelle de ce corps donne lieu à des phénomènes analogues à ceux du retard de l'ébullition,

La polarisation d'une électrode négative de métal dans la dissolution d'un métal étranger ne pouvait pas être prévue par la considération du travail chimique que le courant qui polarise l'électrode tend à produire. Mettons une lame de platine et une lame de cuivre dans du sulfate de cuivre, et faisons passer un courant électrique qui entre par le cuivre et sorte par le platine; ce courant ne peut que déposer sur le platine du cuivre, tandis qu'il dissout à l'électrode de cuivre précisément la même quantité de cuivre. Il n'y a donc enfin qu'un simple transport de cuivre d'une lame à l'autre; le travail chimique proprement dit est nul, tandis que, au contraire, la force électromotrice de polarisation développée sur le platine est de l'ordre d'un Daniell. Le travail électrique dépensé pour produire la polarisation est donc emmagasiné, non sous forme d'énergie chimique, mais sous forme d'énergie électrique, comme dans un condensateur.

REMARQUES SUR LA MESURE DE LA TENSION SUPERFICIELLE DES LIQUIDES;

PAR M. G. VAN DER MENSBRUGGHE.

Dans un article inséré au numéro de décembre 1878 de ce journal (¹), M. Terquem communique des expériences fort intéressantes qui lui fournissent un moyen ingénieux pour mesurer la tension d'une lame liquide; qu'il me soit permis de présenter, à ce propos, quelques remarques qui se rattachent à ma théorie des variations d'énergie potentielle des surfaces liquides, théorie que j'ai esquissée dans deux Communications préliminaires en 1876 (²), et dont

de la sursaturation, etc., et sur lesquels je reviendrai ailleurs. Je me contenterai de dire que la première parcelle du corps nouveau apparaît brusquement, d'une manière explosive, si c'est un gaz, ensuite elle s'accroît par le courant d'une manière continue.

(¹) *Emploi des lames planes liquides pour la démonstration et la mesure de la tension superficielle*, t. VII, p. 406.

(²) *Application de la Thermodynamique à l'étude des variations d'énergie potentielle des surfaces liquides* (*Bulletin de l'Académie Royale de Belgique*, t. XLI, p. 769, et t. XLII, p. 21).

j'ai décrit les premiers développements dans un récent Mémoire (¹).

Pour plus de clarté, je vais rappeler d'abord la manière dont opère M. Terquem : une tige de laiton porte deux ouvertures A et B, distantes de 12 centimètres, et destinées à recevoir deux fils flexibles ayant chacun 33 centimètres environ de longueur; ces derniers, enroulés et noués vers les extrémités d'une aiguille d'acier CD, sont fixés à l'aide de cire à cacheter de manière que la longueur CD demeure égale à AB; la tige AB est soutenue à l'aide d'un fil A'B', quand on plonge le système dans la dissolution de savon, et placée rapidement dans une sorte d'étrier, de telle sorte que AB soit parfaitement horizontal. A l'aiguille CD est suspendue une petite lame de plomb qui constitue le poids tenseur. M. Terquem réalise ainsi une grande lame plane limitée par deux lignes horizontales et par deux portions curvilignes.

I. Dans une lame de dimensions aussi grandes, est-il permis de supposer que la tension reste la même depuis l'instant de la formation de cette lame jusqu'à celui où les mesures sont terminées? Je ne le crois pas; en effet, comme le liquide dont est formée la lame a acquis rapidement une énergie potentielle dont il était privé d'abord, il doit s'être refroidi notablement à la surface; mais l'exposition à l'air, dont la température est supposée la même que celle du liquide du vase, échauffe sans doute de nouveau le liquide; par conséquent, il est probable que, si l'on visait, à l'aide d'une lunette, la portion supérieure de l'aiguille, on ne tarderait pas à voir celle-ci descendre plus ou moins.

D'un autre côté, la tension de la lame est-elle la même dans toute son étendue, et les portions curvilignes appartiennent-elles à des circonférences? Pour le savoir, rappelons-nous que, aussitôt après la formation de la lame, le liquide tend à obéir à l'action de la pesanteur; or, dans la moitié supérieure, chaque bande horizontale qui remplacerait celle qui lui est immédiatement inférieure aurait évidemment une surface libre plus petite et, conséquemment, une moindre énergie potentielle, attendu que les fils flexibles vont alors en se rapprochant; de là naîtrait une diminution graduelle

(¹) *Études sur les variations d'énergie potentielle des surfaces liquides;* premier Mémoire, Iʳᵉ Partie (*Mémoires de l'Académie royale de Belgique,* t. XLIII).

de tension jusqu'à ce que la bande passât par les points où les tangentes aux fils curvilignes sont verticales. Au-dessous de ces points, la substitution de chaque bande à la suivante vers le bas donnerait lieu, au contraire, à une augmentation de tension. Mais il faut remarquer que les bandes horizontales sont loin de descendre tout d'une pièce; d'ailleurs, les effets indiqués par la théorie sont influencés : 1° par les courants observés dans la lame et, en partie, provoqués par les différences de tension; 2° par le fait que le liquide peut descendre indépendamment des couches superficielles, surtout là où la lame a le plus d'épaisseur; 3° par les effets dus au poids des fils de soie et des masses liquides qui s'y accumulent. Il s'agirait donc de voir si l'expérience accuse réellement une différence de courbure dans les diverses portions des fils flexibles; j'engage vivement l'habile expérimentateur à vérifier le fait en question. Il suffirait peut-être de tracer d'avance un arc de cercle ayant les dimensions exigées par les conditions de chaque essai et de voir si l'on peut projeter entièrement sur cet arc l'un des fils flexibles latéraux.

Si l'expérience accusait réellement une différence de courbure, la détermination de la tension de la lame exigerait des mesures et des calculs plus compliqués encore que ceux qu'indique M. Terquem.

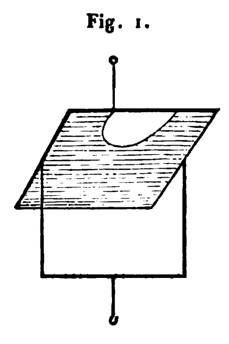
II. L'auteur communique les résultats de sept observations faites avec différents poids tenseurs de la lame; voici les éléments principaux de ces observations :

Poids tenseur.	Relèvement de l'aiguille.	Tension calculée.
gr	mm	mgr
11,2	1,8	5,64
9,3	2,7	5,74
7,45	4,2	5,50
5,88	6,5	5,46
4,66	10,1	5,60
2,83	23,1	5,26
2,29	28,0	4,86

Comme les deux dernières valeurs de la tension, savoir $5^{mgr},29$ et $4^{mgr},86$, sont notablement plus faibles que les cinq autres, M. Terquem les exclut et trouve alors $5^{mgr},58$ pour la valeur moyenne; à

cet égard, je ferai remarquer que les cinq valeurs conservées se rapportent aux cas où la lame a la plus grande étendue, c'est-à-dire où le poids tenseur est assez fort pour empêcher un relèvement notable de l'aiguille d'acier; au contraire, pour les deux dernières observations, non-seulement le relèvement a été respectivement de $23^{mm},1$ et de 28 millimètres, mais encore les fils flexibles acquièrent une courbure assez forte pour retrancher de la lame une portion très-notable. Quel est, d'après ma théorie, l'effet d'une telle diminution de la surface laminaire et, par conséquent, de l'énergie potentielle que possède la masse liquide constituant la lame? C'est précisément une diminution de tension d'autant plus sensible que le liquide a une surface libre plus restreinte; voilà, je pense, la cause principale pour laquelle les deux dernières valeurs sont trop faibles relativement aux autres. Il y a une seconde cause, signalée par M. Terquem lui-même, savoir le poids des fils flexibles et de la lame, poids qu'on peut d'autant moins négliger que la force qui tend celle-ci est plus faible.

Fig. 1.



A ce sujet, je vais rappeler un résultat du même genre auquel je suis arrivé en 1866 ([1]), mais dont j'ignorais alors la cause. Pour arriver à la mesure de la tension d'une lame de liquide glycérique, je fixais l'une des extrémités d'un fil de cocon en un point d'une arête d'un grand carré en fil de fer, tandis qu'à l'autre extrémité était attachée une boule de cire; je pouvais aisément pratiquer dans la lame une ouverture semi-circulaire telle qu'il y eût à peu

([1]) *Sur la tension des lames liquides* (*Bulletin de l'Académie Royale de Belgique*, t. XXII, p. 328; 1866).

près équilibre entre la tension du fil de soie et le poids qu'il portait; d'apprès la théorie que j'avais exposée et conformément à un résultat retrouvé par M. Terquem, les rapports entre les poids et les rayons de courbure correspondants devaient être égaux à la tension de la lame. Or, voici les résultats de dix expériences :

t ou poids tenseur.	ρ ou rayon de courbure.	$\frac{t}{\rho}$ ou tension de la lame.
531 mgr	95 mm	5,59 mgr
419	75	5,59
202	35	5,72
153	28	5,46
140	22	6,36
120	18	6,67
118	18,75	6,29
102	17,4	5,86
101	15,7	6,43
60	9,5	6,32

Si l'on sépare les cinq premières observations qui correspondent aux portions laminaires les plus petites, on trouve pour moyenne de $\frac{t}{\rho}$ $5^{mgr},74$, tandis que la moyenne des cinq dernières valeurs est $6^{mgr},31$. Je m'explique actuellement cette divergence par le fait que, si une même masse liquide est employée pour réaliser des lames plus ou moins étendues, la tension de chacune d'elles sera, du moins dans les premiers moments, d'autant plus forte que la somme des aires des deux faces est plus considérable.

Je puis, d'ailleurs, citer une autre preuve curieuse de ce fait : dans le même travail de 1866, j'ai aussi déterminé la tension du liquide glycérique en faisant porter par une lame réalisée dans un anneau horizontal fixe, en fil de fer, un second anneau du même métal, mais d'un rayon plus petit, et en déterminant le poids nécessaire pour que la surface laminaire devînt un demi-caténoïde. Dans ces conditions, c'est à peine si la surface libre de la lame varie en grandeur d'un essai à un autre; il faut donc s'attendre, d'après mes nouvelles idées, à ce que les diverses valeurs obtenues pour la tension soient bien plus près d'être égales entre elles; c'est ce que confirment, en effet, les dix valeurs suivantes que j'ai

obtenues :

6,04, 6,13, 6,04, 6,02, 5,98,
5,98, 6,27, 6,00, 6,09, 6,38.

Si l'accord n'est pas plus parfait encore, c'est, je pense, parce que la masse liquide formant la lame caténoïdale n'était pas la même dans tous les essais, ou, en d'autres termes, que l'épaisseur des lames a varié.

IV. M. Terquem a voulu contrôler ses résultats en déterminant encore la tension du liquide dont il s'est servi par le procédé du compte-gouttes et a trouvé ainsi la valeur $3^{mgr},55$ au lieu de $2^{mgr},79$, valeur obtenue par le procédé des lames. Pour expliquer ce désacord, il invoque provisoirement ma théorie des variations d'énergie potentielle des surfaces liquides; je suis heureux d'apprendre qu'il poursuit ses expériences dans le but de reconnaître si cette théorie peut seule rendre compte de l'anomalie signalée par lui; je m'abstiens donc de toute remarque à cet égard, et j'attends avec impatience la publication des nouvelles recherches de l'habile physicien.

NOTE SUR LE POUVOIR ROTATOIRE DU QUARTZ A DIVERSES TEMPÉRATURES;

PAR M. D. GERNEZ.

L'augmentation du pouvoir rotatoire du quartz avec la température, signalée pour la première fois par M. Dubrunfaut et étudiée par divers physiciens, a été récemment l'objet d'un travail nouveau dont M. Joubert a fait connaître les premiers résultats. J'avais commencé, il y a plusieurs années, l'étude de cette question, après que j'eus reconnu que le pouvoir rotatoire des substances actives varie considérablement avec la température, mais que la loi de dispersion des plans de polarisation des diverses radiations lumineuses qui traversent ces substances reste la même à toutes températures, que le corps soit liquide ou qu'il soit réduit en vapeurs. Les ressources dont je disposais ne m'ont pas permis de terminer cette étude, et je n'en parlerais pas si le procédé d'investigation dont je me suis servi, différent de celui qu'ont employé les autres physiciens, y compris M. Joubert, n'éliminait la plupart des diffi-

cultés que présentent ces recherches et ne les rendait susceptibles d'une plus grande précision.

Pour mesurer le pouvoir rotatoire d'une plaque de quartz, il est indispensable de l'orienter de façon à la faire traverser par le rayon lumineux suivant l'axe du cristal; or, le quartz introduit au sein d'un foyer n'est pas facilement accessible.

D'un autre côté, les variations du pouvoir rotatoire avec la température sont relativement faibles (d'environ un tiers de degré par millimètre pour une variation de température de 100°); il faut donc, pour que l'augmentation de la rotation soit une quantité très-grande relativement aux erreurs expérimentales, que l'épaisseur de la lame de quartz dépasse 1^c, et, dans ce cas, la rotation a une valeur absolue considérable. La détermination d'une telle rotation n'est plus alors susceptible d'une grande précision : en effet, si l'on mesure pour les diverses radiations les rotations du plan de polarisation par la méthode de MM. Fizeau et Foucault, les bandes que l'on aperçoit dans le champ de la lunette sont très-serrées, et il faut tourner l'analyseur d'un angle très-grand pour déplacer d'une quantité très-petite la bande que l'on veut amener sous le fil du réticule. Si l'on ne cherche que la valeur de la rotation pour une radiation déterminée, celle de la soude, par exemple, on constate que, pour peu que la flamme de la soude soit intense, elle n'est plus homogène et le mouvement de l'analyseur fait apparaître une image colorée.

Voici comment j'ai remédié facilement à ces deux inconvénients. J'ai fait tailler, par M. Soleil, deux quartz perpendiculaires à l'axe, d'égale épaisseur, mais de rotations contraires, dont l'ensemble produit sur la lumière polarisée une rotation nulle. Je les ajuste aux deux extrémités d'un tube, et je les oriente de façon que leurs axes se confondent, ce qui se fait sans difficultés, et je les fixe dans cette position. J'introduis l'un d'eux au sein du foyer à température élevée, l'autre étant maintenu au dehors à une température invariable; de cette manière, l'orientation du cristal chauffé est très-facile, puisque le cristal extérieur, solidaire du premier, est accessible.

La source calorifique étant depuis longtemps en pleine activité, à cause de la mauvaise conductibilité du quartz, si l'on fait traverser le système par un rayon de lumière polarisée, on observe

que la rotation du plan de polarisation, nulle avant l'action du foyer, prend une valeur qui est simplement l'effet de l'augmentation du pouvoir rotatoire du cristal chauffé. La rotation que l'on constate est, en valeur absolue, peu considérable; elle est évidemment la même que la variation angulaire observée dans les expériences de M. Joubert, mais elle peut être mesurée avec une grande précision.

Considérons, par exemple, une plaque de quartz dont l'épaisseur soit de 1^c; elle produira sur les rayons correspondant à la raie C une rotation dont la valeur absolue sera, à la température ordinaire, de 173°,5, et sur les rayons correspondant à la raie G une rotation de 426°,9; il faudra donc tourner l'analyseur de 426°,9 — 173°,5 ou de 253°,4 pour faire parcourir à la bande noire que l'on considère l'espace compris sur le spectre entre les deux raies C et G; par suite, le pointé sera très-incertain. Or, les variations de ces rotations pour une élévation de température de 100° seront environ de 3° pour la rotation relative à la raie C et de 7° pour la rotation relative à la raie G, de sorte que l'on aura, si l'on opère comme M. Joubert, à mesurer, après l'échauffement, des rotations de 176°,5 et de 434° environ, et les quantités qu'il importe réellement de connaître avec une grande précision, c'est-à-dire les rotations 3° et 7°, ne seront connues qu'avec l'approximation très-insuffisante de la mesure des rotations de 176°,5 et 434°.

En se servant, au contraire, des deux quartz opposés, dont un seul est chauffé, les rotations que l'on mesure pour les diverses raies du spectre sont précisément les variations déterminées par l'élévation de la température, c'est-à-dire, dans le cas considéré, les angles de 3° et de 7°; ainsi, pour une rotation de l'analyseur de 7° — 3° ou de 4°, la bande noire franchira l'espace compris dans le spectre entre les raies C et G, et l'on pourra mesurer les rotations avec une erreur de $\frac{1}{100}$ seulement de leur valeur, si l'on prend les précautions que j'ai indiquées dans un Mémoire publié dans les *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 1re série, t. I, p. 17.

NOTE SUR LE VERGLAS DE JANVIER 1879;

PAR M. MASSE.

On considère ordinairement, dans les ouvrages de Météorologie, le verglas comme provenant d'un abaissement de température de la pluie après sa chute, ou bien d'une interruption du dégel.

Cette explication ne peut convenir dans tous les cas. Ainsi, durant la production du verglas du mois de janvier (23 et 24), la pluie se solidifiait aussitôt tombée, alors que les corps frappés étaient encore à une température supérieure à celle de la glace fondante.

Un thermomètre que j'ai laissé exposé longtemps à l'action de la pluie glaciale est resté à une température variant entre — 4° et — 5°. Il faut donc nécessairement admettre que les gouttelettes d'eau qui tombaient présentaient le phénomène de la surfusion.

Cette conclusion s'accorderait avec d'anciennes observations de de Saussure (1783) et avec d'autres beaucoup plus récentes de M. Fournet (1), poursuivies pendant l'hiver de 1841 à 1855. Il a même souvent trouvé l'air obscurci par un brouillard épais, tandis que le thermomètre marquait 10° et même 15° au-dessous de zéro.

SUPPORT UNIVERSEL OU ÉLECTRO-DIAPASON PERMETTANT D'INSCRIRE ET DE MONTRER EN PROJECTION LES MOUVEMENTS VIBRATOIRES;

PAR M. ALBERT DUBOSCQ

Ce support permet de disposer les diapasons de manière à répéter un grand nombre d'expériences avec le même appareil. Il se compose d'une tige cylindrique verticale A, le long de laquelle se déplace une douille munie d'une sorte de cornière fixée à une coulisse horizontale B, sur laquelle glisse le diapason. La cornière peut tourner autour d'un axe horizontal O et se fixer au moyen d'une

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XLVI.

pince de serrage. Le diapason se place sur un support C glissant sur la coulisse ; cette disposition permet donc de fixer le diapason à une hauteur variable et dans un azimut quelconque, d'approcher ou d'éloigner ses extrémités d'un point déterminé, et de placer le sens des vibrations dans un plan vertical, horizontal ou oblique.

Les vibrations du diapason sont entretenues électriquement par un système analogue à celui employé par M. Mercadier et décrit

Fig. 1.



dans le *Journal de Physique*, t. II, p. 350. A cet effet, un électro-aimant E et un interrupteur D glissent le long de la coulisse, le premier intérieurement et le second extérieurement aux branches du diapason. Un style attaché à une petite pince s'adapte sur l'une des branches en regard de l'interrupteur. Le courant entre par l'électro-aimant passe du diapason par le style et retourne à la pile.

On place sur les branches du diapason des pinces ou curseurs

portant : des glaces noircies, des styles inscripteurs, des miroirs, contre-poids, lentilles, etc., servant à la projection des figures de M. Lissajous, des expériences de Melde, à l'inscription de deux mouvements vibratoires parallèles ou rectangulaires produisant un intervalle déterminé ou des battements, etc. Cet appareil peut servir de chronoscope et de phonoptomètre.

Deux supports identiques à celui qui vient d'être décrit forment l'ensemble de l'appareil à l'aide duquel on peut répéter les expériences de cours ordinaire sur la composition des mouvements vibratoires.

OLIVER-J. LODGE. — On a method of measuring the absolute thermal conductivity of crystals and other rare substances (Méthode pour mesurer la conductibilité calorifique absolue des cristaux ou d'autres substances rares); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. V, p. 110; 1878.

On coupe par le milieu une barre AB formée d'une substance dont on connaît la conductibilité absolue k, et l'on interpose entre les deux moitiés AC et DB une plaque CD de même section et de conductibilité interne χ inconnue. Le contact est rendu aussi intime que possible en interposant une feuille d'étain en C et D, et serrant le tout fortement, de manière à obtenir une barre hétérogène unique. L'une des extrémités A de la barre est portée à 100°, l'autre extrémité B à zéro, et l'on détermine les températures stationnaires T_1, T_2, T_3 ; T'_1, T'_2, T'_3 en trois points équidistants pris sur la barre AC, et trois autres points équidistants sur DB. Si l'on a déterminé par des expériences préliminaires les conductibilités extérieures h et h' du métal et de la plaque, on a tous les éléments nécessaires pour déterminer la conductibilité inconnue χ.

Soient

t la température en un point quelconque de la barre AC situé à la distance x de l'origine,

P le périmètre,

S la section ;

on peut mettre l'équation connue, relative aux températures sta-

tionnaires de la barre, sous la forme

$$t = A\cos px - B\sin px; \tag{1}$$

on a posé, pour abréger,

$$p^2 = \frac{Ph}{Sk}.$$

A, B et p sont donnés par les équations de condition

$$T_1 = A\cos px_1 - B\sin px_1,$$
$$T_2 = A\cos px_2 - B\sin px_2,$$
$$T_3 = A\cos px_3 - B\sin px_3,$$

de sorte que t est parfaitement connu. Soit T sa valeur au point C.

On aura de même pour DB

$$t' = A'\cos px - B'\sin px. \tag{2}$$

A′, B′ et p sont déterminés par les trois observations T'_1, T'_2 et T'_3, et, comme p est le même que pour la portion AC de la barre, on aura une vérification.

Enfin, pour la plaque CD, on a une équation analogue

$$\theta = A''\cos p''x - B''\sin p''x. \tag{3}$$

Soient Θ et Θ' les températures aux extrémités C et D; les équations de condition relatives aux extrémités de la plaque sont

$$\left\{\begin{aligned} k\frac{dT}{dx} &= \mu\,(T-\Theta) = \chi\frac{d\Theta}{dx},\\ \chi\frac{d\Theta'}{dx} &= \mu\,(\Theta'-T') = k\frac{dT'}{dx}. \end{aligned}\right. \tag{4}$$

Le coefficient μ dépend de la manière dont est établi le contact entre les extrémités de la plaque et de la barre. Nous avons supposé que c'était par une feuille d'étain, laquelle est un mur conducteur de faible épaisseur; l'auteur admet, sans preuve évidente, que, dans ces conditions, μ a la même valeur aux deux extrémités de la barre. C'est évidemment là le point faible de la méthode.

Si l'on suppose le coefficient de conductibilité externe de la

plaque h' déterminé par des expériences préliminaires de refroidissement, nous allons établir qu'il n'y a plus d'inconnu que X.

On a, en effet, en désignant par X et X' les valeurs de x correspondant à C et D

$$(5)\qquad \begin{cases} \Theta = A'' \cos p'' X - B'' \sin p'' X \\ \Theta' = A'' \cos p'' X' - B'' \sin p'' X' \end{cases}$$

et de plus

$$p'' = \frac{P h'}{S\chi},$$

ou

$$(6)\qquad p'' = p\frac{K}{\chi}.$$

Il ne reste qu'à éliminer μ, Θ, Θ', A'' et B'' entre les six équations (4) et (5) en se servant, pour obtenir les dérivées $\frac{dT}{dx}$, $\frac{dT'}{dx}$, $\frac{d\Theta}{dx}$, $\frac{d\Theta'}{dx}$, des équations (1), (2) et (3). On obtient une équation qui donne χ en fonction des températures T_1, T_2, T_3 ; T'_1, T'_2, T'_3 observées.

Au lieu de déterminer h', on peut recouvrir la barre hétérogène d'un vernis unique ; alors h' est égal à h. On peut aussi faire $h' = 0$, en entourant les plaques de coton ou d'autres matières dépourvues de conductibilité. Cette dernière méthode est évidemment la seule applicable au cas des corps cristallisés, puisque, alors, la propagation de la chaleur s'effectuant irrégulièrement dans diverses directions, la formule employée pour la barre n'est plus rigoureusement applicable (¹). Dans ce dernier cas, la plaque devient un simple mur d'épaisseur $z = X' - X$, et les équations (4) se réduisent à

$$(7)\qquad k\frac{dT}{dx} = k\frac{dT'}{dx} = \chi\frac{\Theta - \Theta'}{z} = \mu(T - \Theta) = \mu(\Theta' - T');$$

l'élimination est beaucoup plus simple, mais ne suffit pas à déterminer χ, car son résultat est simplement

$$\frac{dT}{dx} = \frac{dT'}{dx}.$$

(¹) Cette particularité semble avoir échappé à M. O. Lodge.

On peut tourner la difficulté en faisant un premier groupe d'expériences avec une plaque de même espèce que les barres. Alors on peut déterminer μ en fonction de k, et par suite dans le second groupe χ en fonction de μ, c'est-à-dire de k.

Dans un prochain Mémoire, l'auteur indiquera le résultat des recherches expérimentales qu'il a effectuées à l'aide des méthodes précédentes. E. Bouty.

Fr. EXNER. — Ueber die galvanische Polarisation des Platins in Wasser (Sur la polarisation galvanique du platine dans l'eau); *Ann. der Chem. und Physik*, nouvelle série, t. V, p. 388; 1878.

De nombreux travaux exécutés déjà sur la polarisation des lames de platine plongées dans l'eau ont montré que la force électromotrice de polarisation croît en même temps que celle du courant principal jusqu'à un certain maximum. D'après les différents auteurs, la valeur de ce maximum varie de 1,5 à 2,5 Daniell.

En présence de ces différences énormes, l'auteur a pensé qu'il était indispensable d'étudier le phénomène d'une façon complète et de rechercher surtout les causes des différences que l'on vient de signaler.

L'une des causes, d'après M. Exner, provient de ce que, en général, on n'a pas tenu compte d'un phénomène désigné par Helmholtz sous le nom de *convection électrolytique*, et qui consiste dans la dépolarisation partielle de l'électrode recouverte d'hydrogène par l'oxygène dissous dans l'eau. Cette cause d'erreur avait d'ailleurs été déjà signalée par MM. E. Becquerel et Crova. Si l'on veut obtenir des résultats certains, il faut évidemment empêcher cette perte d'hydrogène, et par suite opérer avec de l'eau purgée d'air. D'autre part, il est certain que l'influence de ce phénomène secondaire sera d'autant plus grande que la surface de l'électrode sera elle-même plus considérable. Il sera donc bon d'employer tout d'abord des électrodes formées simplement d'une pointe de platine disposée à la façon indiquée depuis longtemps déjà par Wollaston.

Avec ces pointes et de l'eau distillée parfaitement purgée d'air, on constate facilement que la force électromotrice de polarisation

est constamment égale à la force électromotrice du courant primaire jusqu'au moment où cette dernière équivaut à 2,03 Daniell. A partir de ce point, la force électromotrice de polarisation reste constante, bien que l'intensité du courant primaire aille en croissant.

Avec ces mêmes pointes et de l'eau acidulée, le maximum est sensiblement le même que précédemment (2,06 Daniell); mais il n'est obtenu que pour une intensité beaucoup plus grande du courant primaire. Il en est de même lorsqu'on remplace les pointes à la Wollaston par des lames de platine. Dans ce cas, le maximum est plus faible : il est seulement de 1,91 Daniell.

Ces dernières différences doivent être attribuées, d'après l'auteur, à une seconde cause d'erreur qui résulte de la formation d'eau oxygénée en quantité plus ou moins considérable. C'est aussi, toujours d'après l'auteur du Mémoire, à cette même cause que l'on doit attribuer la diminution de la force électromotrice de polarisation que l'on observe pour des températures de plus en plus élevées.

Je dois ajouter que, jusqu'à présent, cette assertion n'est basée sur aucune preuve bien nette. On sait d'autre part que, à la suite d'expériences sur le même sujet, et en s'appuyant précisément sur les résultats obtenus à des températures différentes, M. Crova a pu nier l'influence de l'eau oxygénée. Il faut donc attendre, pour se prononcer, que des expériences nouvelles viennent lever les doutes qui existent encore sur cette très-intéressante question. L'influence de l'air dissous a seule été mise en évidence d'une manière bien nette au moyen du voltamètre à lames de platine. Dans les mêmes circonstances, la force électromotrice de polarisation, qui était 1,71 pour de l'eau purgée d'air, tombe à 1,43 lorsque l'eau contient de l'air en dissolution.

La méthode employée est la méthode électrométrique.

E. Bichat.

J. PULUJ. — Ueber die Reibung der Dämpfe (Sur le frottement des vapeurs); *Kaiserliche Akademie der Wissenschaften in Wien, math.-naturw. Classe;* 4 juillet 1878.

Le frottement des vapeurs, étudié avec les disques oscillants, s'est montré indépendant de la pression, jusqu'à la limite de satu-

ration, et variant à très-peu près proportionnellement à la température absolue.

Ainsi, pour la vapeur d'éther on a trouvé, entre 36°,5 et 72°, un coefficient de frottement égal à

$$\eta = 0,0000689\,(1 + 0,0041575\,t)^{0,94}.$$

Des coefficients de frottement obtenus on a pu calculer les chemins moyens l par la formule connue [1]

$$l = \frac{3\eta}{gmnu},$$

ce qui a donné pour l'éther

$$l = 0^{mm},000022,$$

pour le sulfure de carbone

$$l = 0^{mm},000029.$$

La diffusion de ces mêmes vapeurs conduit aux valeurs presque identiques

$$l = 0^{mm},000023 \quad \text{et} \quad l = 0^{mm},000032.$$

L'étude du frottement d'un gaz ou d'une vapeur permet aussi de déterminer le volume moléculaire du gaz ou de la vapeur. On a en effet, d'après Lothar Meyer,

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\sqrt[4]{\frac{m_1}{m_2}}\sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}}\right)^3;$$

V_1, m_1, η_1 sont le volume moléculaire, le poids moléculaire et le coefficient de frottement de la vapeur, V_2, m_2, η_2 les mêmes quantités pour un autre gaz, l'hydrogène par exemple. Prenant ainsi l'hydrogène comme terme de comparaison, M. Puluj dresse pour les vapeurs qu'il a soumises à l'expérience le Tableau suivant :

Vapeurs.	$\frac{V_1}{V_2}$.	V_1 conclu du frottement.	V_1 d'après Kopp.
Eau	4,9	22,9	18,8
Sulfure de carbone	14,0	65,5	62,3

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 78.

Vapeurs.	$\frac{V_1}{V_2}$.	V_1 conclu du frottement.	V_1 d'après Kopp.
Chloroforme.............	18,6	87,1	84,9
Alcool..................	11,3	52,9	62,8
Acétone................	16,4	76,8	78,2
Benzine................	21,2	99,2	99,0
Éther..................	21,6	101,1	105,8

Des mesures faites à de très-faibles pressions ont conduit à ce résultat important qu'à $0^{mm},03$ de pression le coefficient de frottement de l'air était encore plus de la moitié de ce qu'on l'avait observé à 754^{mm}, ce qui montre combien relativement grande est la quantité de gaz qui reste dans un vide considéré ordinairement comme très-bon, puisque cette masse de gaz oppose un tel obstacle au mouvement. Cela est bien d'accord avec la théorie d'après laquelle 1 centimètre cube d'air à la pression de $\frac{1}{1000000}$ d'atmosphère renferme encore des milliards de molécules [1].

J. Violle.

J. CONROY. — On the light reflected by potassium permanganate (Sur la lumière réfléchie par le permanganate de potasse); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VI, p. 454; 1878.

Le phénomène des couleurs superficielles, découvert par Haidinger, consiste, comme on le sait, dans une coloration d'aspect métallique que présentent diverses substances quand on les considère par réflexion, et qui est bien différente de leur coloration intérieure. La lumière réfléchie était primitivement examinée avec une *loupe dichroscopique* composée d'un spath monté dans un tube portant à une extrémité une loupe ordinaire et à l'autre un diaphragme percé d'une petite ouverture. On pulvérise la substance et on l'étend sur une plaque de verre, afin d'obtenir les effets indépendants de la cristallisation. Le permanganate de potasse a une couleur interne d'un violet sombre et une couleur superficielle jaune, puis blanche dans la lumière polarisée parallèlement au plan d'inci-

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 83.

dence, jaune, verte ou même bleue dans la lumière polarisée perpendiculairement à ce plan.

Stokes analyse avec un prisme la lumière réfléchie régulièrement par des cristaux de permanganate de potasse et observe dans le spectre quatre maxima correspondant aux quatre bandes obscures du spectre produit par la lumière transmise par une dissolution.

M. Wiedeman a récemment publié quelques recherches sur le même sujet. Il trouve qu'il n'y a pas correspondance entre les maxima et les minima, et que leur position est indépendante de l'angle d'incidence avec de la lumière ordinaire ou polarisée dans le plan d'incidence; mais, avec de la lumière polarisée perpendiculairement à ce plan, les bandes ont la même position pour une certaine incidence, puis elles se déplacent vers le bleu et il en apparaît une nouvelle, voisine de D. D'après lui, dans ce dernier cas, la position des bandes serait indépendante de la nature du milieu ambiant (air, benzine, bisulfure de carbone), tandis que les bandes se déplacent vers le bleu quand l'indice du milieu ambiant augmente, dans le cas de la lumière polarisée dans le plan d'incidence.

La question a été reprise avec un goniomètre de Babinet, auquel on avait ajouté un nicol et un petit spectroscope à vision directe. Les expériences furent généralement faites avec du permanganate de potasse pulvérisé et déposé d'après la méthode de Haidinger; la lumière réfléchie est d'ailleurs la même que celle produite par la surface des cristaux, sauf une petite différence d'intensité pour le bleu et les bandes supérieures.

Sous de petites incidences, quand la lumière est quelconque, polarisée ou non, la couleur superficielle est d'un jaune pâle; mais si l'incidence augmente, avec de la lumière ordinaire ou polarisée dans le plan d'incidence, la proportion de lumière blanche est tellement grande, qu'elle masque complétement la couleur superficielle. Quant la lumière est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, la couleur superficielle varie; elle devient verte, bleue, puis blanche, et enfin prend une coloration métallique. Cette couleur superficielle change aussi avec la nature du milieu ambiant (air, tétrachlorure et bisulfure de carbone), mais les changements paraissent bien faibles.

L'auteur étudie ensuite le spectre réfléchi. Avec la lumière ordinaire ou polarisée dans le plan d'incidence, les minima sont peu

visibles; ils paraissent néanmoins coïncider avec les maxima du spectre d'absorption. Les bandes sont beaucoup plus nettes avec la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence. Au-dessous de 40° il y a quatre bandes, et l'extrémité bleue du spectre est très-faible. Quand l'incidence augmente, cette partie bleue s'affaiblit encore, ainsi que le rouge. Au delà de 55° les bandes se déplacent vers le bleu, et à 60° une nouvelle bande apparaît près de D; elles disparaissent ensuite l'une après l'autre. Les intensités relatives de ces divers minima varient d'ailleurs avec l'incidence; c'est ce qui rend la mesure des déplacements très-difficile, et les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants.

Dans quelques expériences faites avec la lumière naturelle, le premier minimum du spectre réfléchi correspondait avec le premier maximum du spectre d'absorption, et cela, que le permanganate soit dans l'air, la benzine, ou dans le tétrachlorure et le bisulfure de carbone. Il y a ici une précaution à prendre, car ces liquides agissent assez rapidement sur la substance, ce qui peut troubler les résultats.

B.-C. DAMIEN.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences de Vienne); 1878.

ETTINGSHAUSEN. — Ueber Ampère's Electrodynamische Fundamentalversuche (Sur les expériences fondamentales de l'Électrodynamique); p. 12.

Il s'agit du troisième cas d'équilibre d'Ampère. On a modifié la disposition indiquée par celui-ci en suspendant l'arc mobile à un levier, soutenu par deux fils rapprochés et portant un miroir, qui permet de mesurer les déplacements. Le mouvement est déterminé par l'action d'un circuit fermé voisin et par celle de la Terre. Il est nul si l'arc est perpendiculaire au levier. Si l'arc est oblique, on peut, de l'angle d'écart, déduire la composante verticale magnétique terrestre; on peut également mesurer la force avec laquelle l'arc est repoussé lorsque sa corde se trouve dans le prolongement du circuit extérieur.

L'auteur a fait d'autres expériences propres à démontrer que la

force électrodynamique élémentaire est inverse du carré des distances.

SACHER. — Drei Versuche mit Telephon (Trois expériences sur le téléphone); p. 1.

On introduit un appareil Morse et 6 éléments dans le circuit fermé d'un téléphone; on entend le bruit de l'appareil et on peut traduire les dépêches.

On établit sur le circuit de l'appareil Morse une dérivation qui aboutit à un téléphone. Le courant dérivé fait encore percevoir le bruit des signaux.

On unit un téléphone avec une bobine inductrice, le second téléphone avec la bobine induite. On peut correspondre presque aussi bien que si les deux appareils étaient réunis directement par un fil.

J. PULUJ. — Telephon-signal apparat (Signal téléphonique); p. 36.

Deux téléphones, dont on a enlevé les plaques sonores, sont reliés ensemble et placés très-près de deux diapasons à l'unisson. On fait vibrer le diapason de la station de départ. Le second diapason se met à vibrer à l'autre station. Si l'on a placé un petit pendule à boule de laiton au contact de ce diapason, la boule est projetée et vient frapper un timbre voisin.

EXNER. — Influence de la température sur la conductibilité électrique des liquides; p. 156.

EXNER. — Ueber die Electrolyse des Wasser (Sur l'électrolyse de l'eau); p. 95.

D'après l'auteur, chaque électrolyte d'un circuit est décomposé, quelque faible que soit la force électromotrice. Les forces chimiques et électriques s'ajoutent pour déterminer cette décomposition.

STREINTZ. — Sur la force électromotrice des métaux au contact des dissolutions aqueuses de leurs sels (sulfate, nitrate, chlorure); p. 67.

STEFAN. — Diffusion de l'acide carbonique dans l'eau et l'alcool; p. 68.

PUSCHL. — Grúndzüge der aktinischen Wärmetheorie (Principes fondamentaux de la théorie actinique de la chaleur; p. 76.

L'auteur, regardant les théories mécanique de la chaleur et cinétique des gaz comme insuffisantes, propose une théorie nouvelle dans laquelle la quantité de chaleur que renferme un corps est en grande partie constituée par la chaleur rayonnante disséminée entre les atomes et y acquérant une intensité relativement énorme, par suite de la petitesse des espaces intermoléculaires.

(*A suivre.*) G. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XV. — Novembre 1878.

Warren de la Rue et Hugo W. Muller. — *Recherches expérimentales sur la décharge électrique avec la pile à chlorure d'argent*, p. 289.

Fizeau et Foucault. — *Recherches sur les interférences calorifiques*, p. 363.

Fizeau. — *Longueurs d'onde des rayons calorifiques*, p. 394.

A. Bertin. — *Sur les cristaux idiocyclophanes*, p. 369.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VII. — Février 1879.

Eilhard Wiedemann. — *Investigations sur la nature des spectres*, p. 77.

Arthur Schuster. — *Méthode facile pour ajuster le collimateur d'un spectroscope*, p. 95.

A.-M. Mayer. — *Lois morphologiques des figures formées par des aimants flottant verticalement et soumis à l'attraction d'un aimant placé au-dessus*; accompagné de *Notes sur les phénomènes de structure moléculaire que les expériences peuvent servir à expliquer*, p. 98.

C.-V. Boys. — *Condensateur de capacité variable; expérience de réflexion totale*, p. 108.

J. Brown. — *Théorie de l'action voltaïque*, p. 109.

W.-W. Jacques. — *Effet du mouvement de l'air d'une salle sur ses qualités acoustiques*, p. 111.

J. Perry et Ayrton. — *Musique de la couleur et mouvement visible*, p. 117.

V. von Lang. — *Goniomètre horizontal*, p. 136.

SPECTROSCOPES A VISION DIRECTE ET A GRANDE DISPERSION;

PAR M. THOLLON.

Le Tome VII du *Journal de Physique* (p. 141) contient la théorie et la description d'un nouveau spectroscope à vision directe. L'instrument qui fut alors présenté à l'Académie et à la Société de Physique n'était qu'un modèle très-imparfait sous tous les rapports; c'était une première ébauche destinée à vérifier une théorie nouvelle. Les résultats obtenus ont été des plus satisfaisants. Les savants qui ont bien voulu l'expérimenter ont été frappés de l'étendue et de la netteté du spectre obtenu, et en particulier de la constance de mise au point de la lunette; ils m'ont tous encouragé à persévérer dans mon travail.

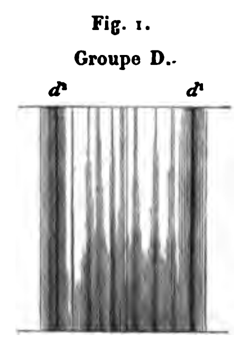
Désirant à la fois obtenir une grande dispersion et une grande précision de mesure, j'ai cherché, d'après les conseils de MM. Brünner, à réduire à deux le nombre des pièces mobiles, qui était de quatre dans le premier modèle. Pour ne rien perdre en dispersion, j'ai imaginé d'avoir recours à des prismes composés qui ne sont qu'une modification du prisme d'Amici. Si l'on suit dans ce dernier la marche du rayon lumineux, il est aisé de se convaincre que les faces d'entrée et de sortie agissent en sens inverse du prisme intérieur. La déviation est détruite, en même temps qu'une grande partie de la dispersion est perdue. En diminuant les angles des crowns, le prisme cesse d'être à vision directe, ce qui n'a aucun inconvénient dans le cas actuel, et la dispersion croît d'une manière considérable. Ayant, d'après ces données, soigneusement calculé les angles du flint et des crowns pour avoir la dispersion que je désirais obtenir sans incidences ni émergences exagérées, je priai M. Laurent de me construire deux prismes composés dans lesquels l'angle du flint était de 90° et ceux des crowns de 18°. Ces prismes, essayés dans le photomètre de M. Gouy, me donnèrent exactement les résultats que j'avais calculés. Grâce à la perfection des surfaces, les raies spectrales étaient d'une netteté qui ne laissait rien à désirer. La dispersion de chacun de ces prismes était exactement équivalente à celle d'un prisme à sulfure de carbone de 60°. Il convient d'ajouter que, au moment où M. Laurent venait d'ache-

ver ces prismes composés, j'en ai vu plusieurs exactement pareils dans la vitrine de M. Grubb à l'Exposition. Ces derniers paraissent avoir été calculés seulement au point de vue du redressement des raies; quoi qu'il en soit, la priorité ne m'appartient pas.

En substituant ces nouveaux prismes à ceux qui étaient dans mon premier modèle, M. Laurent a fait un instrument qui répond de tout point à ce que je désirais obtenir. La longueur apparente du spectre est d'environ $1^m,80$; la distance angulaire des raies D est de $1'30''$: c'est à peu près la moitié de la dispersion obtenue par M. Gassiot dans son spectroscope à onze prismes à sulfure de carbone. Une vis tangente à tête divisée fait mouvoir les prismes et tourner un tambour divisé. Chaque division du tambour correspond à un tour de la vis; les fractions de tour se lisent sur la tête de la vis elle-même. En amenant une raie sur le réticule qui se trouve dans l'oculaire, et notant le nombre de tours

Fig. 1.

Groupe D.



qu'a faits la vis et les fractions de tour, la position de cette raie est déterminée avec la même précision qu'Angström a mise à mesurer les longueurs d'onde des principales raies de Fraunhofer. La simplicité et la symétrie de forme de cet instrument le rendent particulièrement propre à être adapté à une lunette pour l'étude du Soleil. Il convient également bien pour observer l'étincelle électrique et l'arc voltaïque, mais sa dispersion est trop grande pour les opérations ordinaires de la Chimie.

L'étude que j'ai faite des prismes composés m'a conduit à l'idée d'y remplacer le flint par le sulfure de carbone. Ayant calculé la dispersion qu'il serait possible d'obtenir par cette substitution, j'arrivai à un résultat tellement surprenant, que je crus d'abord à

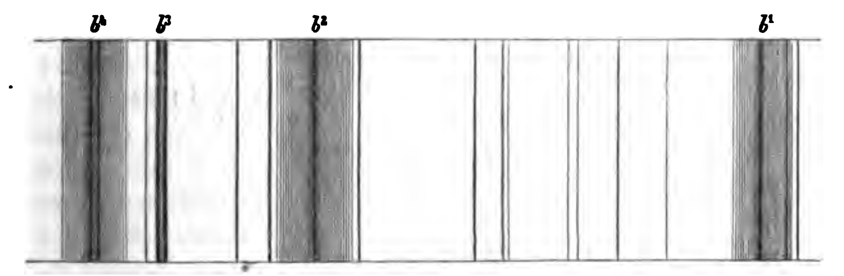
une erreur de calcul. Après m'être assuré que je ne m'étais point trompé, je fis construire par M. Laurent un prisme d'essai. La dispersion qu'il donna fut exactement celle que j'avais calculée. La distance angulaire des raies D était de 2'. Il faut ajouter à cela que, l'absorption étant à peu près nulle, le spectre avait un éclat remarquable dans toute son étendue.

Encouragé par ce premier essai, je me décidai à construire un instrument dont le pouvoir dispersif dépasserait celui qui a été obtenu jusqu'à ce jour. En conséquence, M. Laurent me fit deux prismes et deux demi-prismes avec retour; il les monta provisoirement sur une planchette à dessin, d'après le mode décrit au tome VII du *Journal de Physique,* mais qu'il modifia; il ne laissa qu'un levier et ajouta un engrenage. De forts ressorts antagonistes, convenablement placés, évitaient tout jeu. Le système, traversé deux fois par le rayon lumineux, est équivalent à six prismes composés; il est mis en mouvement par une vis de rappel, et tout rayon qui passe du collimateur dans la lunette a traversé tous les prismes au minimum de déviation. La distance angulaire des raies D est de 12', leur distance apparente est de 15^{mm} environ, la longueur du spectre est de 15^{m}.

J'ai profité de quelques jours de soleil pour faire, sinon des études, au moins des essais de mon appareil. Les figures ci-jointes

Fig. 2.

Groupe *b*.



donneront une idée de l'aspect que présentent certains groupes et des dimensions que doit avoir le spectre. Voici le résumé des observations que j'ai pu faire jusqu'à ce jour:

1° Dans le spectre solaire, le nombre des raies s'accroît considérablement avec la dispersion, mais il est loin de croître proportionnellement à cette dispersion.

2° Un grand nombre de raies s'élargissent, tandis que d'autres restent d'une finesse extrême.

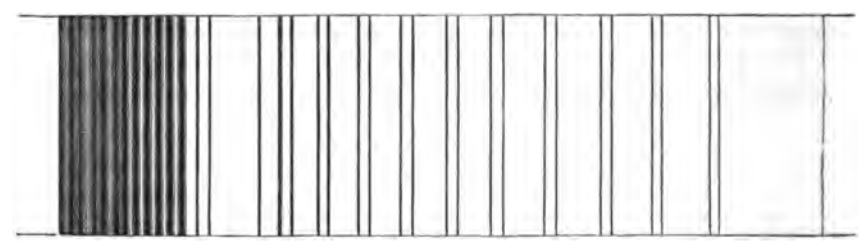
3° Beaucoup de raies, dessinées comme simples dans les Tables d'Angström, se dédoublent : telles sont b_3, b_4, la moins réfrangible du groupe E et la célèbre raie de la couronne 1474 de Kirchhoff. Toutes les raies que j'ai vues se dédoubler appartiennent à deux substances.

4° Les raies D_1, D_2 (*fig.* 1), b_1, b_2 et b_4 (*fig.* 2) sont constituées par un noyau noir se dégradant de part et d'autre, et d'une manière symétrique, en une nébulosité qui se perd insensiblement dans le fond brillant du spectre.

5° La raie F est une large nébulosité sans noyau, tandis que la raie C semble tenir le milieu entre la raie ordinaire et la nébulosité; elle est large et présente dans son intérieur quelque chose d'indécis et qu'il est difficile de définir.

Fig. 3.

Groupe B.



6° Le spectre de l'arc électrique présente un fond tout strié de raies innombrables, sur lequel se détachent en certains endroits des groupes de raies d'éclat différent et disposés avec une certaine régularité. C'est le spectre du carbone, sur lequel on voit se dessiner avec éclat les raies des divers métaux contenus dans les charbons.

7° Enfin, pensant que l'énorme dispersion de mon appareil me permettrait de vérifier aisément les déplacements de raies dus au mouvement de rotation du Soleil, j'ai disposé une expérience de la manière suivante. Un faisceau de lumière solaire, rendu horizontal et maintenu dans l'axe du collimateur par un héliostat, était reçu sur un objectif de lunette et formait sur la fente une image du Soleil. Deux prismes à réflexion totale et accolés par leurs faces hypo-

ténuses étaient encastrés dans une monture tournante à axe horizontal et disposés entre l'objectif et l'héliostat de manière que l'axe du rayon lumineux passât par les faces hypoténuses perpendiculairement aux arêtes des angles droits. Les deux moitiés du faisceau, en traversant les prismes, se réfléchissaient sur les faces en contact et allaient former sur la fente deux images qui se superposaient. En introduisant entre les deux prismes une petite bande de papier, j'ai séparé les deux images et j'ai réussi à les rendre tangentes. J'ai fait tourner les prismes de manière à rendre tangentes les deux extrémités du diamètre équatorial et j'ai projeté ce point sur le milieu de la fente; le spectre, alors, paraissait coupé horizontalement par une petite ombre. A leur passage dans cette ombre, les raies éprouvaient une brusque déviation et la partie inférieure n'était plus sur le prolongement de la partie supérieure. Les raies telluriques n'éprouvaient aucune déviation et permettaient de constater avec une remarquable netteté les déplacements éprouvés par les raies métalliques voisines. Les déplacements observés se rapportent très-sensiblement à ceux que donne le calcul; ils sont, pour mon instrument, de $\frac{1}{4}$ de millimètre dans la région D.

Ces divers essais, faits à la hâte et dans des conditions désavantageuses, n'avaient d'autre but que de vérifier la valeur de mon appareil. Sans m'arrêter à tirer des faits observés des conclusions qui pourraient sembler téméraires, il m'est permis d'espérer que ce nouveau spectroscope rendra quelques services à la Science, en donnant la possibilité soit de rectifier certaines erreurs trop généralement répandues, soit d'étudier la constitution intime des raies spectrales et des bandes résolubles, soit enfin d'observer sur une grande échelle les phénomènes qui se produisent dans les taches et les protubérances du Soleil.

Il est bon d'ajouter que les prismes composés décrits ci-dessus ne donnent d'excellents résultats qu'à la condition d'être parfaitement construits. En étudiant la manière dont ils réfractent le rayon lumineux, on voit que les faces de sortie multiplient successivement par des facteurs plus grands que l'unité l'action des faces d'entrée; les déviations irrégulières se trouvent donc amplifiées comme la dispersion. Leur confection exige une étude spéciale et des soins tout particuliers.

LOGOGRAPHE;

PAR M. BARLOW.

Cet instrument a été construit il y a quelques années et a fait l'objet d'un Mémoire lu à la Société Royale de Londres, en décembre 1874. L'objet que je me proposais d'atteindre était d'obtenir un tracé des forces pneumatiques qui accompagnent les articulations de la voix humaine, sous la forme de diagrammes, tels que ceux qui servent à l'étude des pressions à l'intérieur des corps de pompe de machines à vapeur.

Toute émission de sons articulés par une voix humaine est accompagnée par une expulsion d'air de la bouche, avec des impulsions variables, avec des interruptions variables suivant la nature des mots prononcés. J'espérais, en construisant un instrument très-délicat, produire des diagrammes de formes assez caractéristiques pour être lisibles. Ce résultat complet n'a pas été obtenu et l'écriture du logographe n'est pas lisible dans le sens ordinaire du mot, c'est-à-dire lettre à lettre. Cependant les diagrammes de beaucoup de mots et de phrases sont facilement reconnaissables, et il n'est pas déraisonnable d'espérer que, par certains perfectionnements apportés à l'instrument et par une étude plus minutieuse des formes des différentes actions consonnantes et des voyelles, on arrivera à déchiffrer l'écriture du logographe.

Les belles inventions de M. Bell et de M. Edison, venant à la suite des travaux de M. Kœnig et d'autres savants, ont attiré à nouveau et très-vivement l'attention sur les nouveaux instruments commandés par la voix humaine; en conséquence, il ne sera sans doute pas sans intérêt que je précise, d'une manière mieux définie que je ne l'ai fait jusqu'ici, le genre de renseignements fournis par le logographe.

L'appareil présente une petite embouchure de trompette dont l'extrémité élargie se termine en une ouverture de $0^{m},07$. Cette ouverture est couverte par une mince membrane de caoutchouc. Un bras léger d'aluminium fixé au cadre de l'ouverture vient appuyer sur le centre de la membrane et porter à cette extrémité mobile un petit pinceau de martre imbibé de couleur. Une bande de papier comme celles des appareils télégraphiques passe

dessous et est juste effleurée par le bout du pinceau, de telle sorte que, pendant le repos de la membrane, une ligne est tracée qu'on peut appeler la *ligne du zéro*. Il est utile de noter que l'embouchure de l'instrument présente une petite ouverture latérale pour l'échappement de l'air. D'ailleurs, quand on parle dans cette embouchure, il faut que les lèvres soient légèrement pressées contre les bords, de manière à éviter toute perte de l'air par les côtés et à forcer tout l'air expiré à passer dans cette trompette. L'élasticité du bras d'aluminium, combinée à celle de la membrane, constitue une sorte de ressort qui est pressé plus ou moins vers l'extérieur suivant la force et les variations des actions pneumatiques.

On voit parfaitement dans les tracés du logographe la forme syllabique du langage ; les syllabes varient en force et en étendue ; elles se suivent à intervalles variables et parfois réagissent l'une sur l'autre.

L'étude analytique des tracés des syllabes est particulièrement facile pour celles qui commencent ou finissent par une de ces consonnes qu'on appelle *explosives*, comme P, B, T, D, K et G (dur).

Le diagramme de *Bé* est (*fig.* 1)

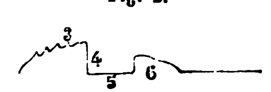
Fig. 1.

1 est la pause qui précède l'articulation et pendant laquelle les lèvres sont fermées.
2 est la période d'explosion soudaine.
3 est le son de la voyelle.

le reste du tracé montre la décroissance graduelle et la pression jusqu'à zéro.

Le diagramme *eb* est (*fig.* 2)

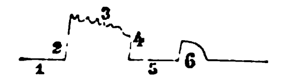
Fig. 2.



3 est le son de la voyelle.
4 est l'action consonnante.
5 une autre pose après cette action.
6 est une réaction qui résulte de la décharge de l'air comprimé qui reste dans la bouche.

La syllabe *beb* donne (*fig.* 3)

Fig. 3.



dans laquelle on reconnaît toutes les parties des deux précédents diagrammes.

La plus intéressante des consonnes explosives est T qui produit un mouvement plus soudain et un écart plus marqué par rapport à la ligne de zéro.

Il y a ensuite une autre classe de consonnes, plus nombreuses que la précédente, auxquelles j'ai donné le nom de *pneumoniques*, comme F, V, le *th* anglais et d'autres ; dans la production de ces consonnes il y a un échappement d'air pendant les deux périodes de repos qui précèdent ou suivent; il résulte de là une courbe particulière dans le tracé. Les quatre consonnes sifflantes appartiennent à la classe des pneumoniques.

Les consonnes nasales M et N sont des explosives en ce qu'elles répondent à une explosion de l'air de la bouche ; mais, pendant les périodes de repos qui précèdent ou suivent et qu'on peut appeler *prépause* et *post-pause*, il y a un échappement d'air par le nez. Ces consonnes se différencient des autres, parce que leurs tracés s'éloignent beaucoup moins du zéro que les autres.

La consonne R fournit un diagramme très-remarquable qui résulte de l'action de la langue quand cette lettre est produite, action qui ressemble à celle de l'anche d'une clarinette.

La lettre L a aussi un diagramme spécial qui tient au mouvement soudain de l'extrémité de la langue entre les parties inférieure et supérieure de la bouche.

Ces deux lettres, et aussi l'aspirante H, sont des pneumoniques.

Il y a en anglais deux lettres classées parmi les consonnes, mais qui paraissent pouvoir être rendues aussi exactement par un changement soudain de certaines voyelles.

Si l'on examine attentivement les diagrammes des explosives, on trouve que, pour les labiales P, B et la nasale M, il y a une tendance à une élévation de la courbe avant l'explosion.

Pour les linguales T, D et pour l'N, il y a une apparence contraire.

Enfin, les gutturales K et G (dur) montrent clairement une marche de la courbe dans le sens négatif, avant l'explosion ou action positive.

Sur la question de l'accent, le logographe donne quelques indications intéressantes. Les grammairiens considèrent en général l'accent comme le résultat d'une force dominante donnée à une syllabe particulière dans un mot; mon instrument prouve que l'accent résulte non-seulement de la force, mais aussi du temps.

La langue anglaise présente plusieurs substantifs

cóntract, áttribute, rébels,

dans lesquels l'accent est sur la première syllabe, tandis que les mêmes mots pris verbalement ont l'accent sur la seconde

contráct, attríbute, rebél.

Dans ces cas, et dans beaucoup d'autres, les diagrammes montrent qu'outre la plus grande force de la syllabe accentuée il y a aussi une durée plus grande de ces syllabes.

Il y a aussi grand intérêt à étudier les effets de réaction qui se produisent dans les syllabes et les mots qui se terminent par plusieurs consonnes. Ainsi, *act*, *apt* se terminent par deux consonnes explosives. Dans ces cas le son de la voyelle cesse le premier et se termine dans la première consonne; la seconde ne marque sa présence que par la réaction qui, quoique sans bruit, est accompagnée d'une action pneumatique de percussion sensible à l'oreille.

Dans les mots français *être, mètre,* et dans beaucoup d'autres, la consonne R est produite sans accompagnement de voyelle.

La difficulté de la lecture des tracés du logographe tient en grande partie à ce que ces réactions chevauchent, non-seulement entre les différentes syllabes d'un mot, mais encore entre les mots d'une phrase, à raison de cette circonstance que les mots sont prononcés par groupes et soudés les uns aux autres par ce qu'on appelle les *liaisons*. Il faut reconnaître qu'il y a aussi, quant à

présent, un certain défaut de caractères distincts entre les différentes consonnes. Quant au défaut de dissemblances entre les voyelles, il n'a pas une très-grande importance quand l'objet à atteindre est le déchiffrement de tracés fournis par des sons connus. Les sténographes peuvent parfaitement se lire lors même qu'ils n'ont mis aucune indication de voyelles. Le procédé suivi alors n'est pas proprement celui de la lecture lettre à lettre, mais celui de la *reconnaissance,* si l'on peut ainsi parler, et qui s'applique toutes les fois qu'on lit des abréviations.

Je dirai, en manière de conclusion, que j'ai construit un logographe modifié qui permet de distinguer très-clairement toutes les labiales. Ce résultat est obtenu en plaçant la trompette ou embouchure sur un axe, de manière qu'elle se meuve dans un plan vertical par l'ouverture ou la fermeture des lèvres. Grâce à une autre disposition, toutes les syllabes pourront être détachées les unes des autres.

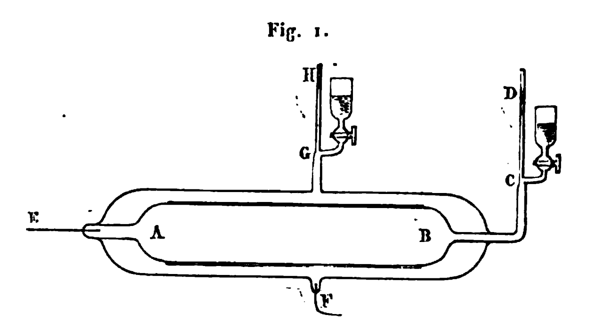
Les effets combinés de ces deux perfectionnements facilitent certainement le déchiffrement des diagrammes.

SUR UN PHÉNOMÈNE NOUVEAU D'ÉLECTRICITÉ STATIQUE;

PAR M. E. DUTER.

L'expérience dont voici la description prouve que, dans certains cas, l'électrisation peut changer le volume des corps.

Fig. 1.



Pour faire cette expérience, on se procure un tube de verre AB (*fig.* 1) terminé en CD par une tige thermométrique très-étroite;

à l'intérieur de ce tube pénètre un fil de platine E. Le tube AB est enveloppé par un second tube également en communication avec un tube thermométrique GH; à l'intérieur de ce deuxième tube pénètre un fil de platine F.

On remplit d'un liquide conducteur quelconque, eau, mercure, solutions salines ou acides, l'intérieur du tube AB et la capacité comprise entre ce tube et son enveloppe. Dans cette disposition, le liquide du réservoir intérieur forme l'armature interne d'un condensateur, le liquide de l'enveloppe en forme l'armature externe, et le verre intérieur en est la lame isolante. Pour charger ce condensateur, il suffit de mettre chacun des fils de platine E et F en communication avec les pôles d'une machine électrique.

Aussitôt que l'appareil reçoit la charge, on voit l'eau descendre dans le tube thermométrique du vase intérieur et monter d'une quantité sensiblement égale dans le tube mesureur de l'enveloppe. Aussitôt que l'on décharge l'appareil, tout rentre dans l'état primitif : le liquide qui était descendu dans le tube du vase intérieur remonte, et celui qui était monté dans le tube de l'enveloppe redescend. Il faut donc conclure que, pendant la charge d'une bouteille de Leyde, la capacité intérieure et le volume extérieur croissent.

Pour ne laisser aucun doute au sujet de cette conclusion, je vais passer en revue les objections que l'on peut y faire :

1° On ne peut attribuer cet effet à une augmentation de température, puisque la décharge le fait disparaître immédiatement au lieu de l'accroître.

2° On pourrait parler de la pression électrique; son effet sera étudié plus loin et ne peut rendre compte du phénomène observé.

3° On peut dire aussi que le liquide ne mouille pas parfaitement le verre avant l'électrisation, et que, après, par suite de l'attraction, il se produit un contact plus intime donnant lieu à une contraction apparente du liquide; mais alors le même phénomène devrait se produire pour le liquide extérieur, ce qui n'a pas lieu.

4° On pourrait encore parler de propriétés différentes des armatures positives et négatives; mais, si l'on intervertit les communications de l'appareil avec la machine électrique, le sens du phénomène ne change pas.

Pour obtenir des résultats dont l'interprétation soit simple, j'ai fait construire, par M. Alvergniat, deux ballons de verre terminés

par deux tubes thermométriques gradués; leurs rayons sont égaux respectivement à $43^{mm},15$ et à $43^{mm},09$, c'est-à-dire identiques; les épaisseurs sont différentes, $0^{mm},5$ pour le premier ballon, que je nommerai A, et $0^{mm},8$ pour le second, que je nommerai B; chaque division des tubes gradués qui servent à mesurer les changements de volume a une capacité de $0^{mmc},250$.

Cela posé, les ballons sont remplis d'eau à l'intérieur, revêtus d'étain à l'extérieur, et les bouteilles de Leyde ainsi formées sont électrisées. On observe alors les changements de volume correspondant à des différences de potentiel des armatures, mesurées par la distance explosive de l'étincelle qui peut éclater entre ces deux armatures. L'expérience se fait très-facilement au moyen d'un micromètre à boules; on trouve ainsi que dans une même bouteille les accroissements de volume sont proportionnels aux carrés des différences de potentiel des armatures, et que, dans deux bouteilles qui ne diffèrent que par l'épaisseur, ces mêmes accroissements varient en raison inverse de la simple épaisseur. Je donne ici les résultats comparatifs du calcul et de l'expérience relatifs aux bouteilles A et B; *h* est la variation de volume exprimée en nombre de divisions des tubes mesureurs, et *d* est la distance explosive de l'étincelle entre les deux armatures.

d.	*h*.			
	Bouteille A.		Bouteille B.	
	Mesuré.	Calculé.	Mesuré.	Calculé.
4...	1	0,98	»	»
5...	1,50	1,50	0,90	0,93
6...	2,20	2,16	1,40	1,35
7...	3	2,94	1,80	1,83
8...	3,80	3,84	2,40	2,40
9...	5	4,86	3	3,03
10...	6	6	3,75	3,75
11...	7,25	7,28	4,50	4,53
12...	8,60	8,64	5,40	5,40
13...	10	10,14	6,25	6,33
14...	»	11,76	7,30	7,35
15...	»	13,50	8,50	8,43

La loi énoncée se vérifie donc avec beaucoup d'exactitude et se

traduit par l'équation

$$u = \frac{kV^2}{e},$$

où u est l'accroissement du volume de la bouteille, e son épaisseur, V la différence de potentiel de ses armatures, et k un coefficient caractéristique de la nature de la lame isolante.

Si les changements de volume observés étaient dus à la pression électrique, ils ne seraient pas en raison inverse de e, mais bien en raison inverse de e^2; il est, d'ailleurs, facile de calculer l'effet de la pression électrique qui s'exerce sur les deux faces des bouteilles sphériques.

Opérons, par exemple, avec une distance explosive de 10^{mm}, qui correspond à un potentiel 165; on trouve que la pression électrique est, pour la bouteille A, de $4^{gr},321$ par millimètre carré, c'est-à-dire de $432^{gr},1$ par centimètre carré, ou bien, en atmosphères, de $0^{atm},418$. Si l'on applique cette pression aux deux faces de la bouteille A, dont le rayon est $43^{mm},15$, l'épaisseur $0^{mm},5$, le pouvoir diélectrique 1,76, le coefficient de compressibilité $\frac{11}{100000000}$, on trouve que sa capacité intérieure s'accroît des $\frac{290}{1000}$ d'un millimètre cube ou de 1^{div} environ, c'est-à-dire de $\frac{1}{6}$ de la valeur totale; c'est précisément cette augmentation de volume qui compense rigoureusement l'erreur que l'on commet en mesurant les différences de potentiel par les distances explosives. Mais, si l'effet de la pression électrique n'est pas négligeable, on voit aussi qu'il ne suffit nullement à expliquer le phénomène et que l'on se trouve en présence d'une propriété nouvelle de l'électricité.

En résumé, il est établi que, dans une bouteille de Leyde, la lame isolante subit par l'électrisation une dilatation qui ne peut s'expliquer ni par un accroissement de température ni par une pression électrique.

NOTE SUR LES SPECTROPHOTOMÈTRES;

PAR M. A. CROVA.

L'usage des spectrophotomètres tend à se répandre de plus en plus, à cause de leur application à la mesure de l'absorption que

produisent sur la lumière les milieux colorés et à l'analyse quantitative des substances colorées dissoutes dans des liquides. Ces instruments permettent aussi de résoudre le problème général de la photométrie, non en comparant, comme on l'a fait jusqu'ici, les intensités de la totalité des radiations lumineuses émises par deux sources de nature différente, mais en déterminant les rapports des intensités de chacune des radiations simples qui les composent. Ils sont très-utiles pour l'étude de l'émission des radiations lumineuses, et j'ai montré qu'ils peuvent servir à mesurer les rapports des températures de deux corps incandescents, au moyen des rapports d'intensité des radiations simples qu'ils émettent.

M. Govi (1) a le premier publié la description d'un photomètre analyseur. Les lumières à comparer sont reçues sur deux prismes rectangles disposés sur une fente, renvoyées par réflexion sur une lentille achromatique et dispersées par un prisme. Les deux spectres juxtaposés sont reçus sur une lame de verre amidonné, identique à celle du photomètre de Foucault, et recouverte d'un écran opaque muni d'une fente qui ne laisse passer qu'une lumière monochromatique des deux spectres. On ramène à l'égalité les intensités des deux plages éclairées en faisant varier convenablement les distances des deux sources de lumière. M. Govi a aussi proposé de les polariser à angle droit et de les ramener à l'égalité d'intensité par la rotation d'un nicol analyseur, comme l'avait déjà fait Arago dans ses déterminations photométriques (2). Plus tard, M. Vierordt (3) fit connaître un spectrophotomètre qu'il appliqua à l'analyse quantitative des substances colorées dissoutes dans les liquides. Le spectrophotomètre de M. Vierordt est un spectroscope ordinaire dont la fente est formée, d'un côté, par une lame continue, de l'autre, par une lame identique à la première que l'on a coupée en deux parties égales, dont chacune est mobile au moyen d'une vis micrométrique; on obtient ainsi deux fentes d'inégale largeur qui donnent dans le spectroscope deux spectres super-

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. L, p. 156; 1860.

(2) F. Arago, *Œuvres complètes* (Mémoires scientifiques), t. I, p. 151.

(3) Vierordt, *Die Messung der Lichtabsorption durchsichtiger Media, mittelst der Spectralapparatus* (*Poggendorff's Annalen*, fünfte Serie, Bd. XX, S. 172; 1870).

posés d'intensités différentes. Si les deux demi-fentes reçoivent des lumières d'inégale intensité, ou bien l'une une lumière vue directement, l'autre cette même lumière modifiée par l'absorption qu'elle a subie en traversant un milieu coloré, on pourra rendre égales les intensités d'une même radiation simple dans les deux spectres en faisant varier convenablement les largeurs des deux demi-fentes; les intensités seront alors en raison inverse des largeurs des fentes.

Cette disposition suffit quand les intensités à comparer ne sont pas très-différentes; dans le cas contraire, il faut beaucoup élargir l'une des deux demi-fentes, et le spectre correspondant devient de plus en plus impur par suite de la superposition de radiations de réfrangibilités différentes en un même point du spectre; les deux teintes à comparer ne peuvent plus alors être rendues identiques. Dans ce cas, M. Vierordt fait usage de verres légèrement enfumés qu'il place sur le parcours de la lumière la plus intense, de manière à rendre l'intensité de son spectre peu différente de celle de l'autre; l'égalité d'intensité est alors obtenue par une faible variation de la largeur des fentes; il devient donc nécessaire de déterminer pour chacun des verres enfumés les coefficients d'absorption correspondant aux diverses radiations simples. M. Trannin (¹) a publié, dans le *Journal de Physique,* la description d'un photomètre plus commode. Il a utilisé dans ce but le phénomène de la disparition des franges complémentaires de deux lumières polarisées à angle droit. Ce principe avait été déjà appliqué par MM. Babinet, E. Desains, F. Bernard et Jamin à l'étude de diverses questions de photométrie et de polarimétrie et par M. Wild à la construction de son photomètre et de son manophotomètre. Les deux lumières, réfléchies par deux prismes rectangles placés sur les deux moitiés de la fente du spectroscope, sont d'abord polarisées par un prisme de Foucault, puis traversent une lame de quartz parallèle à l'axe, et, enfin, un prisme de Wollaston qui donne deux images polarisées à angle droit de chacune des moitiés de la fente. Le prisme dispersif donne ainsi quatre spectres, dont deux, polarisés à angle droit et provenant des deux moitiés de la fente, se super-

(¹) TRANNIN, *Mesures photométriques* (*Journal de Physique*, t. V, p. 297; 1876).

posent partiellement au milieu du champ. L'interposition du quartz a pour effet de produire dans les quatre spectres des cannelures dont les intensités sont complémentaires dans deux spectres polarisés à angle droit; elles doivent donc disparaître dans la région où les deux spectres se superposent, dès que l'on aura rendu égales les intensités des deux spectres au point considéré. On arrive à ce résultat, soit en faisant varier les distances des deux lumières à l'instrument, soit en interposant entre le prisme de Wollaston et le prisme dispersif un prisme de Foucault, qui, par une rotation convenable, produit l'égalité des deux intensités.

M. Glan ([1]) a décrit récemment un nouveau spectrophotomètre dont la construction est analogue à celle de l'instrument de M. Trannin, mais qui en diffère par la méthode adoptée pour obtenir l'égalité des intensités des deux spectres contigus.

La fente du spectroscope est partagée en deux parties égales par une lame transversale de laiton noirci. On obtiendrait ainsi deux spectres séparés par un intervalle obscur; mais un prisme de Wollaston placé après l'objectif du collimateur dédouble l'image de chaque demi-fente en deux autres polarisées à angle droit. On obtient ainsi, comme dans l'appareil de M. Trannin, quatre spectres polarisés deux à deux à angle droit. Pour une largeur convenable de la lame transversale de laiton, le spectre inférieur de la demi-fente supérieure sera tangent au spectre supérieur de la demi-fente inférieure, et l'on conçoit qu'au moyen d'un nicol mobile sur un cercle divisé, placé entre le prisme de Wollaston et le prisme dispersif, on puisse, par une rotation convenable, obtenir l'égalité d'intensité des deux plages monochromatiques adjacentes dans les deux spectres contigus fournis par les deux lumières à comparer. Soient I l'intensité de la radiation λ du spectre inférieur de la demi-fente supérieure, i celle de la même radiation dans le spectre supérieur de la demi-fente inférieure, a et a' les coefficients d'affaiblissement dus aux réfractions et aux absorptions que subissent les deux faisceaux dans l'appareil, et α l'angle des sections principales du prisme de Nicol et du prisme de Wollaston; on aura

$$\mathrm{I}a\cos^2\alpha = ia'\sin^2\alpha.$$

([1]) *Annalen der Physik*, neue Folge, Bd. I, S. 353; 1877.

Si l'intensité de la première radiation vient à changer et devient I′, l'intensité de l'autre demeurant constante, il faudra une rotation α' pour rétablir l'égalité des intensités ; on aura donc

$$I' a \cos^2\alpha' = ia' \sin^2\alpha',$$

d'où

$$\frac{I}{I'} = \frac{\text{tang}^2\alpha'}{\text{tang}^2\alpha}.$$

Afin de bien apprécier l'égalité d'intensité des deux plages contiguës, on se débarrasse de toute lumière étrangère au moyen d'une fente formée de deux lames de laiton noirci mobiles dans le plan focal de la lunette, et dont on règle l'écartement de manière à n'admettre que les radiations à comparer.

Mais, pour que cette comparaison puisse être faite avec précision, il faut, comme l'a montré Foucault, que les deux plages lumineuses soient amenées au contact sans être séparées par une ligne lumineuse ou obscure. C'est sur ce principe, qui est celui du photomètre de Foucault, que M. Glan s'est basé pour obtenir l'égalité des teintes à comparer.

Remarquons d'abord que les deux spectres à comparer ont subi, par suite de la dispersion spéciale que leur a imprimée le prisme de Wollaston, des déviations inégales dans un sens perpendiculaire à leur longueur. Dans les deux, le violet sera plus dévié que le rouge, et, comme les déviations ont lieu pour les deux en sens inverse, le contact rigoureux ne sera obtenu que pour une région déterminée des spectres, au milieu par exemple, tandis que vers le violet les deux spectres empiéteront l'un sur l'autre, et que vers le rouge ils seront séparés par un intervalle obscur. M. Glan amène au contact deux plages appartenant à une région quelconque des deux spectres, en écartant ou rapprochant convenablement la fente de l'objectif du collimateur, ce qui fait varier le rapport $\frac{e}{d}$ ou la tangente de duplication, en désignant par e la largeur de la lame de laiton et par d la distance des images des deux demi-fentes au prisme de Wollaston. On amène ainsi les plages au contact, et il suffit de mettre la lunette au foyer; par quelques tâtonnements, on obtient ainsi la tangence rigoureuse des deux plages adjacentes.

Mais, pour que la ligne de démarcation devienne invisible lorsque l'égalité des teintes a été obtenue, il faut que les spectres soient très-purs, ce que l'on obtient en faisant usage de prismes très-purs et d'une fente étroite; car, si en un même point du spectre se superposent des radiations de réfrangibilités différentes, le prisme de Wollaston les dévie inégalèment, et la ligne de démarcation reste nébuleuse quand les intensités sont égales.

Pour éviter les erreurs qui résulteraient du défaut de coïncidence des rayons qui émergent du nicol analyseur avec son axe de rotation, il est nécessaire de faire deux observations en tournant le nicol de 180° et de prendre leur moyenne. Quand l'appareil sert à mesurer le coefficient d'absorption d'un liquide coloré, on fait usage d'une seule source de lumière, qui est la flamme d'une lampe placée dans l'axe du collimateur. La demi-fente supérieure reçoit la lumière directe, et la demi-fente inférieure la lumière modifiée par l'absorption produite par le liquide contenu dans une cuve à faces parallèles. Le ménisque qui limite la surface liquide est recouvert par la lame de laiton qui divise la fente en deux parties, et l'on évite ainsi la dégradation de teintes qui se produirait en ce point.

Mais, quand on se sert de cet instrument pour comparer deux sources lumineuses, il faut recouvrir l'une des demi-fentes d'un prisme rectangle qui renvoie par réflexion totale dans l'axe de l'instrument la lumière de l'une des sources placée latéralement, tandis que l'autre est reçue directement sur l'autre demi-fente. Dans ces conditions, le déplacement longitudinal que l'on doit imprimer à la fente pour produire le contact des deux plages ne modifie en rien la lumière vue directement, mais peut faire varier celle des rayons réfléchis par le prisme, car celui-ci, étant solidaire de la fente, se déplace dans un champ lumineux qui, malgré l'emploi d'une lentille qui parallélise ses rayons, n'a pas une intensité constante.

Dans ce cas, je modifie la méthode de manière à éviter tout déplacement de la fente. Je remplace la lame en laiton de largeur constante par une lame dont les deux bords font entre eux un angle très-petit, et qui peut recevoir un mouvement de déplacement très-lent dans une direction perpendiculaire à celle de la fente. Si celle-ci est très-étroite, cette lame fonctionne comme un

écran de largeur variable, et le contact des plages est facilement obtenu. Il est bon de faire usage d'une fente oculaire d'une hauteur assez faible pour n'admettre dans le champ de vision que les deux plages à comparer; on élimine ainsi les deux spectres placés au-dessus et au-dessous, et dont l'éclat très-différent peut rendre difficile l'appréciation de l'égalité des intensités.

Il est presque inutile d'ajouter que dans les deux instruments précédents le nicol analyseur doit être en avant du prisme dispersif; dans le cas contraire, les deux rayons polarisés à angle droit subiraient, par leur réflexion sur les faces obliques du prisme dispersif, des pertes différentes, que l'on pourrait calculer au moyen des formules de Fresnel sur l'intensité de la lumière réfléchie, tandis que, s'ils sont polarisés dans le même plan par le nicol analyseur, leurs pertes sont égales. Il est bon de les rendre égales pour le nicol analyseur, en faisant usage d'un nicol à faces normales à l'axe.

La sensibilité de l'instrument est variable dans les diverses régions du spectre. M. Trannin [1] a montré qu'elle a son maximum dans la région du jaune et qu'elle diminue vers les extrémités du spectre, que l'intensité absolue des lumières à comparer a peu d'influence, et qu'il paraît exister pour chaque radiation une intensité qui correspond au maximum de précision.

La sensibilité diminue beaucoup vers le violet, pour deux raisons : en premier lieu, à cause de la dispersion considérable de ces radiations, causée par les prismes habituellement en usage dans les spectroscopes; en second lieu, à cause de la fluorescence des prismes dispersifs et des lentilles, qui superpose à la lumière réfractée régulièrement dans cette région une lumière diffuse qui nuit à la précision des mesures.

C'est pour cette raison que, dans mes mesures photométriques des radiations émises par les corps incandescents dans le but de mesurer leurs températures, je me suis astreint à ne comparer que les intensités de deux radiations, l'une rouge, dans le voisinage de la raie B, l'autre d'un vert bleuâtre, près de la raie E; ces deux teintes étant presque complémentaires, on a cet avantage que l'œil, après avoir perdu une partie de sa sensibilité par la compa-

---

[1] *Journal de Physique*, t. V, p. 303.

raison des lumières rouges, la recouvre presque entièrement quand il passe dans la région du vert, et réciproquement.

Deux méthodes principales ont donc été adoptées pour les mesures spectrophotométriques : celle qui consiste à obtenir l'égalité d'intensité de deux plages amenées au contact, et le phénomène de la disparition des franges complémentaires dans deux faisceaux superposés d'égale intensité et polarisés à angle droit. La première, employée par Bouguer, Foucault, Zöllner (1), Wolf (2) et Glan, permet d'obtenir l'égalité des intensités avec une approximation qui est en moyenne de $\frac{1}{60}$, mais qui peut varier de $\frac{1}{50}$ à $\frac{1}{100}$. La seconde, appliquée par M. Wild à la construction de son photomètre et de son uranophotomètre (3), et adoptée par M. Trannin, permet, d'après M. Wild, de comparer deux lumières avec une approximation qui varie de $\frac{1}{500}$ à $\frac{1}{1000}$; mais elle a l'inconvénient de fatiguer la rétine, à cause de la persistance des impressions lumineuses, et d'exiger une grande attention, car l'œil voit souvent les franges après qu'elles ont disparu, et ce n'est qu'après un moment de repos que l'on peut réellement s'assurer de leur disparition. L'emploi de l'une ou de l'autre de ces deux méthodes est d'une grande utilité dans les recherches scientifiques, aussi bien que pour les applications industrielles, et permettra de comparer séparément l'intensité des diverses radiations simples qui composent la lumière que l'on étudie.

PHONÉIDOSCOPE;

PAR M. SEDLEY TAYLOR.

Il m'a paru intéressant de rechercher ce que deviendraient les couleurs d'une lame liquide mince si l'on faisait vibrer la lame en dirigeant sur elle des ondes sonores. Le phonéidoscope a pour but

---

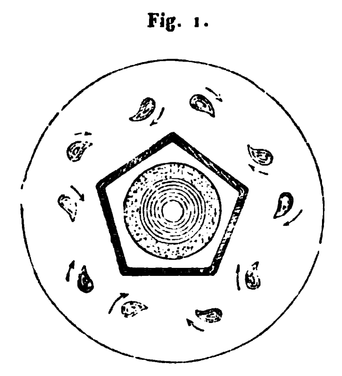
(1) ZÖLLNER, *Photometrische Untersuchungen*. Leipzig, 1865.

(2) WOLF, *Expériences photométriques* (*Journal de Physique*, t. I, p. 81; 1872).

(3) WILD, *Ueber ein neues Photometer und Polarimeter* (*Pogg. Annalen*, Bd. XCIX, S. 235; 1856. — *Photometrische Bestimmung der diffusen Himmels Lichtes* (*Bulletin de l'Académie impériale des Sciences de Saint-Pétersbourg*, t. IX; 1875).

de trancher cette question. Il consiste en un cylindre vertical qui supporte une plaque métallique dans laquelle est découpée une ouverture propre à retenir une lame liquide. Au moyen d'un tube de caoutchouc, dont une extrémité est creusée dans le cylindre vertical et dont l'autre aboutit à une embouchure commode, on fait agir sur la surface inférieure de la lame des vibrations d'un son régulier quelconque, soit d'un instrument de musique, soit de la voix humaine. Le résultat de cette action est que les bandes de couleurs s'arrangent en une figure régulière qui demeure à peu près constante pendant un temps assez considérable, pourvu que le son excitant ne subisse aucun changement. Quant aux formes de ces figures, on s'attendrait certainement à y trouver des ressemblances avec les figures de Chladni, mais il n'en est rien. L'arran-

Fig. 1.



gement des bandes colorées ne présente aucune analogie avec les contours dessinés dans l'ouvrage de Chladni ; en outre, les figures phonéidoscopiques présentent un caractère tout à fait spécial, savoir des tourbillons associés par couples et tournant dans des directions opposées.

La vitesse de rotation des tourbillons dépend exclusivement de l'intensité du son excitant. En général, une figure phonéidoscopique due à un son musical donné présentera une combinaison de bandes fixes et de tourbillons. Par exemple, si la lame est circulaire et que l'on emploie le son d'un diapason renforcé par son résonnateur, on peut obtenir la figure ci-dessus.

Si l'on avait une série de diapasons correspondant à toutes les hauteurs de la gamme, on obtiendrait pour chaque diapason une

figure différente. Aux sons graves correspondraient des figures à contours relativement larges; aux sons aigus, des dessins extrêmement petits. En faisant agir simultanément deux diapasons de hauteurs différentes, on a une figure résultant des deux figures dues aux deux diapasons agissant séparément, de même que dans la Mécanique un seul mouvement résulte de deux mouvements composants.

Depuis qu'on a généralement admis l'analyse de Helmholtz, on reconnaît que les sons des différents timbres sont des agrégations de sons simples harmoniques. Il est donc évident que ces différences entre des notes de même hauteur doivent nécessairement s'accuser dans le phonéidoscope. L'expérience confirme de la manière la plus complète cette déduction.

L'articulation des voyelles fait ressortir les différences de timbre d'une façon saillante. Les nuances délicates entre les U français et allemand, entre le O et le Ö, le E et le Ä de cette dernière langue, sont aussi nettement présentées.

Si nous venons à l'étude des diphthongues, nous voyons que la figure phonéidoscopique passe successivement de celle de la première voyelle composante à la seconde, ce qui prouve expérimentalement que les diphthongues sont bien, comme l'écriture ordinaire l'indique, un composé de deux actions successives.

Je me fais un plaisir de mentionner que, lors de la présentation de mon Mémoire à la Société Royale de Londres, M. Ward, le jeune et intelligent préparateur de M. Spottiswoode, me montra un instrument identique en principe, avec lequel il m'avait devancé en faisant plusieurs des expériences que je venais de publier, quoiqu'il ne les eût fait connaître que dans le laboratoire de M. Spottiswoode.

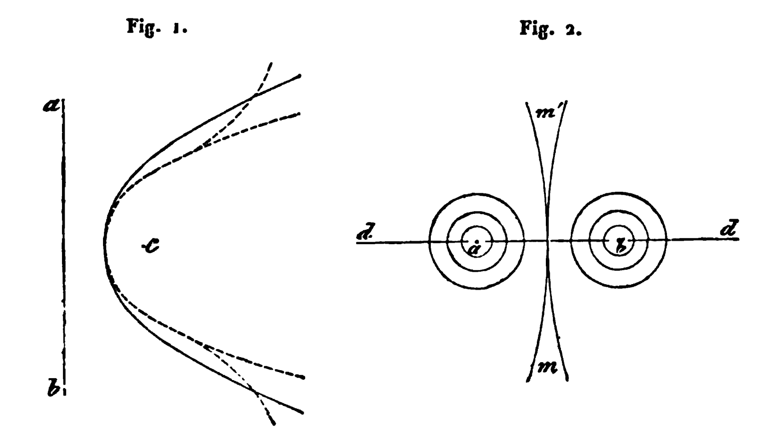
E. MACH. — Ueber den Verlauf der Funkenwellen in der Ebene und in Raume (Étude des mouvements vibratoires engendrés dans l'air par des étincelles électriques); *Mémoires de l'Académie des Sciences de Vienne,* mai et juillet 1878.

M. Mach étudie depuis longtemps, à l'aide de nombreux collaborateurs, les ondes aériennes provenant des explosions et surtout des étincelles. Dans des travaux antérieurs, il a fait voir que ces ondes interfèrent et suivent, en général, les lois de l'Acoustique,

qu'elles se propagent avec une vitesse qui est d'abord supérieure à la vitesse du son et qui ne lui devient égale qu'à une certaine distance du lieu de l'explosion.

Comment ces ondes se propagent-elles dans un plan ou dans l'espace ? Pour le savoir, l'auteur fait jaillir deux étincelles simultanées au-dessus d'une glace recouverte de noir de fumée. Les lignes d'interférence des deux ondes se dessinent sur la glace.

Par exemple, si une étincelle parcourt une ligne droite *ab* (*fig.* 1)



en suivant un fil métallisé tendu le long de cette ligne, tandis qu'une autre très-courte éclate en *c* et peut être considérée comme ne formant qu'un point, la ligne d'interférence sera une parabole ayant *c* pour foyer, *ab* pour directrice; les ondes émanant de *ab* sont cylindriques, l'étincelle *c* en fait naître de sphériques. La courbe parabolique est un peu déformée, parce que l'onde sphérique diminue d'intensité plus que les premières et se meut alors un peu moins vite.

Si l'on recouvre la glace noircie d'une seconde glace parallèle, les branches de la parabole finissent par se diviser en deux lignes qui forment une sorte de V, comme l'indique la ligne ponctuée de la *fig.* 1.

Pour observer les ondes dans l'espace, on tend deux fils de soie, métallisés à leur surface, de telle sorte qu'ils soient perpendiculaires l'un à l'autre, mais dans des plans différents. On fait passer le long de ce fil des décharges simultanées de bouteilles de Leyde.

La glace noircie est placée dans des positions diverses, sur le parcours des étincelles, et l'on observe sur elle des sections différentes de la surface d'interférence des deux ondes issues des étincelles. Ce sont des paraboles, des hyperboles, et l'expérience s'accorde avec la théorie pour donner à la surface la forme d'un paraboloïde hyperbolique.

Un fil métallique *dd* (*fig.* 2) est interrompu en *a* et *b* par des fils de soie; il reçoit une décharge qui produit en ces points des étincelles. Sur une glace noircie placée au-dessous du fil, on observe des courbes *m*, *m'* en forme de V qui s'étalent de part et d'autre de *ab*.

La surface d'interférence est celle qu'engendreraient ces courbes par leur révolution autour de *ab*; c'est ce que l'on voit clairement lorsqu'on recommence l'expérience en changeant la position de la glace enfumée.

Si le même fil est placé entre deux glaces parallèles voisines, très-près de l'une d'elles, il se produit sur l'autre des ondes réfléchies qui interfèrent avec les ondes directes, et les traces des lignes d'interférence se multiplient sur la glace inférieure. Ainsi, il se forme autour des points *a*, *b* des bourrelets circulaires très-nets.

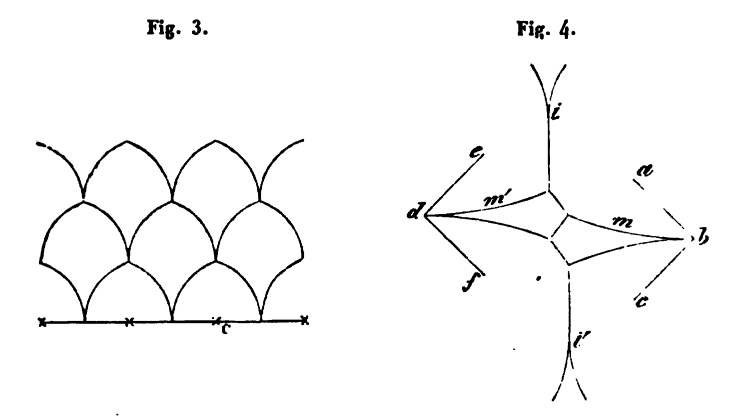
Le phénomène devient plus compliqué si l'étincelle jaillit le long de deux fils dorés parallèles ou faisant entre eux un angle.

Le dessin est très-régulier lorsqu'on provoque au-dessus d'une glace noircie des étincelles équidistantes. Entre deux étincelles consécutives, il se forme des courbes en V; elles se coupent, et de chaque point d'intersection il naît de nouvelles courbes, dont les branches sont moins écartées; elles se coupent à leur tour et sont surmontées par des courbes semblables (*fig.* 3).

M. Mach a cherché quelle pouvait être la cause de la division de la ligne d'interférence en deux branches. Il opère avec une glace assez légèrement enfumée pour qu'on y distingue les couleurs des anneaux de Newton. En faisant jaillir une étincelle au-dessus de cette glace, on voit apparaître un beau système d'anneaux colorés. Au centre, là où le noir de fumée a reçu de l'onde aérienne la plus forte compression, sont les couleurs de l'ordre le plus bas, celles qui répondent à la plus faible différence de marche. Si l'on produit au-dessus de la même glace deux étincelles simultanées, on a, sur la glace, une ligne d'interférence acoustique. On recouvre la

glace d'une fente qui coupe cette ligne, on observe la fente au spectroscope; les bandes colorées que l'on aperçoit font une brusque inflexion vers le violet à l'endroit de la ligne d'interférence; la différence de marche des rayons lumineux devient donc plus faible, ce qui est un indice d'une plus forte compression du noir de fumée. On constate de la même manière qu'entre les branches du V la compression a été plus forte qu'en dehors.

Dans un travail précédent, M. Mach a constaté que la vitesse de propagation des ondes croît avec leur intensité. Il explique la formation des branches du V par l'interférence des deux ondes pri-



mitives avec une troisième qui naîtrait du point où ces ondes se coupent et où leurs mouvements s'ajoutent. Cette onde secondaire serait analogue à celles qui, dans l'Acoustique, donnent les sons de combinaison. L'auteur a fait de nombreuses expériences pour montrer que dans l'intérieur du V la vitesse de propagation des ondes est plus grande qu'au dehors. En voici une :

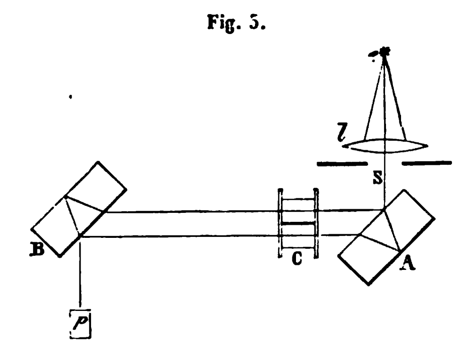
On tend des fils de soie métallisés suivant deux lignes brisées *abc*, *def* (*fig.* 4). On fait passer des étincelles le long de ces fils. On peut considérer les deux portions *ab*, *bc* du premier fil comme déterminant deux étincelles simultanées. Elles engendrent des ondes cylindriques qui se rencontrent et donnent sur une glace noircie, sous-jacente, une ligne d'interférence *m* en forme de V. L'étincelle *def* donne une pareille ligne *m'*. Les ondes parties de chaque groupe d'étincelles tracent une nouvelle ligne d'interférence *ii'* bifurquée à ses extrémités, rectiligne en partie, mais se

transformant en une ligne brisée dans l'intérieur des branches des courbes en V, ce qui s'accorde très-bien avec une plus grande vitesse de propagation des ondes entre ces branches.

M. Mach a voulu employer à l'étude des ondes d'étincelles la méthode que Tœpler a appliquée à l'étude d'une colonne d'air vibrante; comme les expériences sont difficiles, il a adopté le procédé suivant, qui est plus maniable.

On se sert de l'appareil de M. Jamin propre à donner des franges d'interférence. A, B (*fig.* 5) sont les glaces de l'appareil. Très-

Fig. 5.

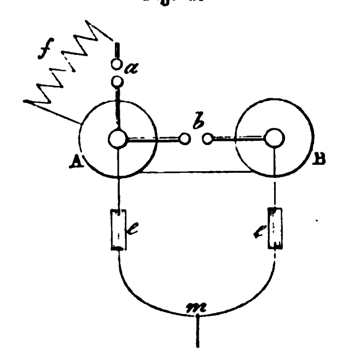


près de la première, on a placé une fente *s* et une lentille *l*. Un peu au delà du foyer de celle-ci, on produit une brillante étincelle *e*. C'est la source de lumière instantanée que l'on emploie. Une petite caisse *c* de 20^{mm} de longueur, partagée par une cloison en deux compartiments, se trouve aussi très-près de A, et le faisceau réfléchi par cette glace se partage entre les deux compartiments. L'un communique librement avec l'air; dans l'autre se trouvent deux tiges à boules entre lesquelles on peut faire jaillir une étincelle. Elle est parallèle à la longueur de la caisse, et l'intervalle qu'elle parcourt est de 20^{mm}. Il en résulte une onde aérienne. Elle s'éloigne du lieu de l'étincelle, en produisant dans l'air voisin une condensation qui déforme la frange d'interférence. On analyse celle-ci à l'aide d'un prisme à vision directe *p* situé au delà de la glace B. Quelquefois on y ajoute une petite lunette, sans grossissement sensible, portant un micromètre.

Les deux étincelles, l'étincelle d'onde et celle qui sert à l'éclairage, doivent être simultanées, la première brillante, la seconde plus faible. Pour la produire, Mach utilise une observation faite par Oet-

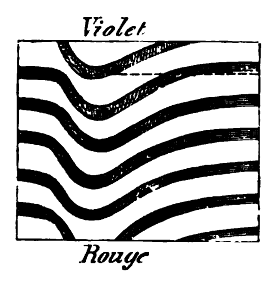
tingen. Deux bouteilles de Leyde A, B (*fig.* 6) communiquent ensemble par leurs armatures extérieures. On les charge simultanément à l'aide d'un fil bifurqué *m*, interrompu en *e* par deux colonnes d'eau. Des tiges à boules *b* partent des armatures intérieures et sont, en *b*, voisines l'une de l'autre. Deux autres tiges, attachées

Fig. 6.



aux deux armatures de la bouteille A, permettent la décharge de cette bouteille à l'aide d'une étincelle qui part en *a*. Au moment de cette décharge ou peu après, la bouteille *b* se décharge elle-même dans la bouteille A, en produisant en *b* une étincelle. Cette décharge est provoquée par les oscillations de la première et se

Fig. 7.



produit après la première demi-oscillation. L'étincelle *b* est brillante : elle servira de source de lumière; pour affaiblir l'éclat de l'étincelle *a*, qui sera l'étincelle d'onde, on intercale dans le circuit de fermeture un fil métallique isolé *f* de 4800^m de long.

Les choses étant ainsi disposées, et la caisse *c*, la fente *s* étant

assez rapprochées pour qu'on puisse les voir distinctement l'une et l'autre, on aperçoit dans le champ de la vision les franges d'interférence parallèles à la fente. Mais, lors de l'explosion des étincelles, ces franges sont courbées ou coudées, comme le montre la *fig.* 7. Le déplacement dû à la condensation de l'air est de $\frac{3}{2}$ largeur de franges. Il y a dans la direction des rayons lumineux une dilatation faible, mais assez étendue, suivie d'une condensation qui s'affaiblit brusquement. L'altération de la forme des franges varie d'une étincelle à l'autre; quelquefois les franges présentent des zigzags très-prononcés.

Si l'on admet, comme approchée, la loi de Biot-Arago $\frac{n^2-1}{d} = \text{const.}$, comme elle est relative aux gaz, nous pourrons poser l'indice de réfraction $n = 1 + \alpha$, α étant une très-petite quantité; alors $n' = 1 + 2\alpha$ et $n^2 - 1 = 2(n-1)$; on pourra donc écrire $\frac{n-1}{d} = \text{const.}$

Si l'on désigne par n, n' les indices de réfraction, par d, d' les densités de l'air ordinaire et de l'air troublé par l'étincelle électrique, si λ est la longueur d'onde de la lumière, D le chemin qu'elle parcourt dans la caisse c, p le déplacement relatif d'une frange, σ la fraction de la densité de l'air qui exprime la condensation, on aura

$$p = \frac{n'-n}{\lambda} \mathrm{D} \quad \text{et} \quad \sigma = \frac{d'-d}{d} = \frac{n'-n}{n-1} = \frac{p\lambda}{(n-1)\mathrm{D}}.$$

Prenant $n = 1,00294$, $\lambda = 0^{mm},000588$, $\mathrm{D} = 20^{mm}$, $p = 1,5$, on trouve $\sigma = 0,15$.

Les expériences de Tœpler et de Boltzmann donnent $\sigma = 0,0035$ pour la condensation d'une colonne d'air vibrante à l'endroit d'un nœud; on voit que la condensation, dans les ondes aériennes produites par les étincelles même faibles, l'emporte de beaucoup sur celles qu'on observe dans les tuyaux sonores.

E. Gripon.

W.-E. AYRTON et JOHN PERRY. — Experiments on the heat conduction in stone, based on Fourier's « Théorie de la chaleur » (Expériences sur la conductibilité de la pierre, fondées sur la théorie de la chaleur de Fourier); Mémoire présenté à la Société asiatique japonaise. Yokohama, 1878.

La méthode employée par MM. Ayrton et Perry consiste à mesurer la température au centre d'une sphère chauffée d'abord dans toute sa masse à une température fixe, et se refroidissant dans un bain à température constante.

Considérons un point situé à la distance x du centre de la sphère; l'équation qui fournit la température en ce point au temps t est, d'après Fourier,

$$(1) \qquad v = v_0 \frac{2Er}{K} \sum \frac{\sin\left(a\frac{x}{r}\right)}{a\frac{x}{r}} \cdot \frac{\sin a}{a\left(1 - \frac{\sin 2a}{2a}\right)} e^{-\frac{a^2 K t}{C r^2}}.$$

Dans cette équation,

v représente l'excès, en degrés centigrades, de la température au point considéré sur la température du bain;

v_0 l'excès initial;

t le temps, en secondes, compté à partir de l'instant de l'immersion;

r le rayon de la sphère en centimètres;

C la chaleur spécifique de la substance, *rapportée à l'unité de volume;*

K le coefficient de conductibilité, lequel se trouve ainsi exprimé en valeur absolue, et en prenant pour unités fondamentales le centimètre, le gramme et la seconde;

Enfin E la conductibilité extérieure, c'est-à-dire la quantité de chaleur émise par centimètre carré de surface pour un excès de température égal à 1° C.

a est un angle défini par l'équation

$$(2) \qquad \frac{a}{\tan g a} = 1 - \frac{Er}{K}.$$

La somme Σ doit être faite en attribuant successivement à a les valeurs a_1, a_2, a_3, ... qui satisfont à cette équation. Sui-

vant que $\frac{Er}{K}$ sera plus petit ou plus grand que 1, la valeur a_1 se trouvera comprise dans le premier ou le deuxième quadrant, la valeur a_2 dans le troisième ou le quatrième, et ainsi de suite. Pour une valeur de t suffisamment grande, l'exponentielle $e^{-\frac{a_2^2 K t}{C r^2}}$ sera donc négligeable par rapport à $e^{-\frac{a_1^2 K t}{C r^2}}$, et la série se réduira à son premier terme. On aura alors simplement

$$v = v_0 \frac{2Er}{K} \frac{\sin\left(a_1 \frac{x}{r}\right)}{a_1 \frac{x}{r}} \frac{\sin a_1}{a_1\left(1 - \frac{\sin 2a_1}{2a_1}\right)} e^{-\frac{a_1^2 K t}{C r^2}},$$

et, pour le centre de la sphère,

$$(3) \qquad v = v_0 \frac{2Er}{K} \frac{\sin a_1}{a_1\left(1 - \frac{\sin 2a_1}{2a_1}\right)} e^{-\frac{a_1^2 K t}{C r^2}},$$

ou, par abréviation,

$$(4) \qquad v = N e^{-mt}.$$

N et m sont deux constantes à déterminer par l'expérience. On calculera ensuite K et E au moyen des formules

$$\frac{a_1}{\operatorname{tang} a_1} = 1 - \frac{Er}{K},$$

$$\frac{a_1^2 K t}{C r^2} = m,$$

$$v_1 \frac{2Er}{K} \frac{\sin a_1}{a_1\left(1 - \frac{\sin 2a_1}{2a_1}\right)} = N.$$

On devra avoir déterminé le rayon r de la sphère, la chaleur spécifique de la matière dont elle est formée et la température initiale avec toute l'exactitude possible, et ne commencer les observations que l'on fait concourir au calcul de m et de N qu'au bout d'un temps suffisant pour que la courbe du refroidissement soit bien représentée par une exponentielle. Pour une sphère de pierre de $5^c,5$ de rayon, portée à 70° et immergée dans un bain à $21^\circ,3$,

les auteurs ont trouvé que ce résultat n'était atteint qu'au bout d'environ dix minutes.

Les conditions à réaliser expérimentalement consistent : 1° à disposer un appareil thermométrique fournissant exactement la température du centre de la sphère, et 2° à substituer aussi rapidement que possible au bain à température constante où l'on a échauffé la sphère un courant continu et abondant d'eau froide.

L'appareil thermo-électrique est un couple fer-cuivre formé de deux fils qui pénètrent jusqu'au centre de la sphère par un trou cylindrique étroit, dans lequel ils sont mastiqués pour empêcher la pénétration de l'eau. La soudure qui est au centre est maintenue en contact avec la matière de la sphère par un peu de mercure. L'autre soudure est plongée dans un bain compensateur, que l'on règle de telle sorte que les fils ne soient traversés par aucun courant. Un galvanomètre à réflexion placé dans le circuit permet de réaliser cette condition d'une manière très-approchée. La température du centre de la sphère est alors à chaque instant celle du bain compensateur, à une très-petite correction près, qu'il est facile d'effectuer.

On échauffe d'abord le bain d'eau A, dans lequel plonge la sphère, jusque vers 70°, et l'on maintient cette température assez longtemps pour qu'elle pénètre jusqu'au centre, ce dont on est prévenu lorsque, le bain compensateur B étant à 70°, le galvanomètre ne donne plus aucune déviation. On vide alors le bain A presque subitement, par un très-gros robinet de décharge, et l'on établit un courant permanent d'eau froide. Il faut ensuite introduire peu à peu dans le bain compensateur une quantité d'eau froide que l'on règle de telle sorte que le galvanomètre demeure toujours très-près de zéro. Deux observateurs effectuent en même temps la lecture du thermomètre du bain B et celle du galvanomètre.

On représente les résultats de l'expérience par une courbe et l'on détermine ainsi m et N, en faisant concourir à cette opération toutes les mesures à partir du point où la courbe devient très-sensiblement logarithmique.

Les expériences ont été réalisées sur deux sphères d'une pierre feldspathique très-employée au Japon pour les constructions. Ces sphères, ayant respectivement $5^c,5$ et $6^c,9$ de diamètre, ont donné des résultats très-suffisamment concordants en ce qui concerne la

valeur de K ($K = 0,00581$, moyenne de deux groupes d'expériences avec la sphère de rayon $6^c,9$; $K = 0,00548$ avec la sphère de $5^c,5$). Mais il n'en est pas de même pour les valeurs de E ($E = 0,00257$ pour la grosse sphère, $E = 0,00495$ pour la petite). Les auteurs attribuent cette différence à ce que la plus petite sphère avait un grain un peu plus fin que l'autre; mais ils ne remarquent pas une autre cause qui doit agir dans ces expériences d'une manière bien plus efficace. La conductibilité extérieure E n'est pas une quantité physique de nature simple; elle résulte, dans ces expériences : 1° du rayonnement, dont l'effet doit être à peu près nul, l'eau n'étant pas diathermane pour de la chaleur obscure émise par une surface au-dessous de 70°, et 2° presque uniquement du transport mécanique de la chaleur, effectué par le courant d'eau incessamment renouvelée (convection). Or, MM. Ayrton et Perry n'indiquent nullement qu'ils aient cherché à régler le courant d'eau d'une manière particulière, suivant la masse qui se refroidit. Le poids de la grosse sphère étant à celui de la petite dans le rapport $\left(\frac{6,9}{5,5}\right)^3 = 1,974$, il faudrait, pour que les deux expériences fussent comparables, que la masse d'eau circulant par minute eût augmenté dans le même rapport. On l'a apparemment laissée invariable, et la conductibilité extérieure a baissé dans le rapport $\frac{257}{495} = \frac{1}{1,928}$, très-approximativement inverse du précédent. Une coïncidence aussi exacte ne peut être l'effet du hasard. On pourrait en conclure avec quelque vraisemblance que, dans un courant liquide à température invariable, la conductibilité extérieure E de sphères de la même substance et de rayons différents varie proportionnellement à la masse d'eau refroidissante et en raison inverse de la masse qui se refroidit. Il serait intéressant de soumettre cette hypothèse à des vérifications directes.

MM. Ayrton et Perry terminent leur Mémoire par des considérations auxquelles ils accordent un très-large développement, et qui ont pour objet de déterminer le rayon le plus favorable qu'il convient de donner à une sphère dont les coefficients de conductibilité intérieure et extérieure sont approximativement connus, pour les déterminer le plus exactement possible au moyen de la

nouvelle méthode. L'angle a_1 devrait être aussi voisin que possible de 120°, ce qui déterminerait r par la condition

$$1 - \frac{Er}{K} = \frac{a_1}{\operatorname{tang} a_1}.$$

On trouve ainsi un rayon absolument démesuré pour les métaux très-conducteurs; mais les auteurs ne remarquent pas que l'on peut augmenter E à volonté, et par suite diminuer r, en donnant au courant d'eau qui baigne la sphère une vitesse de plus en plus grande. E. Bouty.

ROBERT NAHRWOLD. — Ueber die Luftelectricität (Sur l'électricité de l'air); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 460; 1878.

Les observations connues sur l'état électrique des gaz ont été faites, le plus souvent, à l'air libre. Seul, M. Thomson [1] indique quelques essais sur l'état électrique de l'air d'une chambre. M. Nahrwold, pour opérer sur une partie limitée de notre atmosphère, a imaginé l'appareil suivant :

Un récipient de forme cylindrique, en tôle, repose sur une assiette présentant une rigole circulaire pleine de mercure, de telle sorte que le gaz intérieur se trouve parfaitement isolé, et que pour le renouveler il suffit de soulever cette espèce de cloche.

Au moyen d'une tige métallique isolée, traversant la paroi du récipient, on peut électriser l'air intérieur, soit par la décharge d'une bouteille de Leyde, soit au moyen d'une source continue d'électricité.

Pour mesurer la charge électrique communiquée au gaz, l'auteur se servit de l'appareil à gouttes [2] de Thomson; seulement, pour éviter l'action perturbatrice de l'eau, il lui substitua le mercure.

L'appareil à gouttes était relié à un électromètre à cadran de Thomson, simplifié par Kirchhoff.

---

(1) *Reprint of Papers on Electrostatics and Magnetism*, p. 296.

(2) *Ibid.*, p. 262.

Les parois métalliques du récipient étaient mises en communication parfaite avec la terre, tandis que l'isolation de l'appareil à gouttes et de l'électromètre était soigneusement assurée, si bien que, le courant de mercure étant soustrait aux actions électriques du dehors, l'appareil à gouttes devait prendre le potentiel des quantités électriques se trouvant dans le récipient à air.

Voici les principales conséquences de la longue série d'expériences de M. Nahrwold.

Lorsque de l'air était nouvellement introduit dans l'appareil, il pouvait être chargé fortement au moyen de la tige isolée; l'électromètre marquait jusqu'à 97^{mm}, tandis que, le lendemain, des décharges identiques à celles de la veille ne produisaient plus, l'air étant le même, que des déviations de 20^{mm} à 30^{mm}.

La forte électrisation obtenue tout d'abord était due à la poussière en suspension dans l'air, et qui s'était déposée peu à peu sur les parois. En effet, on obtenait de nouveau d'aussi fortes déviations que le premier jour en soulevant la poussière par un moyen mécanique.

On pouvait obtenir un air à peu près exempt de poussières en enduisant les parois intérieures avec de la glycérine, contre laquelle venaient se coller les particules solides, et alors son électrisation n'était plus que très-faible.

Ces expériences prouvent que ce n'était pas l'air contenu dans l'appareil qui s'électrisait, mais bien les poussières qui s'y trouvaient en suspension. Ainsi, la dispersion de l'électricité dans l'atmosphère doit être attribuée principalement, sinon exclusivement, à la poussière qui y flotte, affirmation qui s'accorde avec les observations de Warburg.

Enfin, l'auteur a constamment remarqué que l'électricité positive s'écoule plus facilement que l'électricité négative, résultat en contradiction avec les observations de MM. Wiedemann et Ruhlman « sur le passage de l'électricité à travers les gaz » (1).

E. Masse.

(1) *Pogg. Ann.*, t. CXLV, p. 235, 364.

SYLVANUS P. THOMSON. — Magnetic Figures illustrating electrodynamics relations (Spectres magnétiques correspondant aux actions électrodynamiques); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VI, p. 348; 1878.

L'auteur indique le procédé expérimental propre à mettre en évidence les lignes de force magnétiques, produites par le passage d'un courant dans un système de fils conducteurs. Une lame de verre de $3\frac{1}{2}$ pouces de long sur $3\frac{1}{4}$ de large est disposée bien horizontalement dans le voisinage des courants et recouverte d'une couche régulière d'une solution de gomme arabique et de gélatine. De la limaille de fer, préalablement tamisée, est projetée sur la plaque à travers un morceau de mousseline. On lance le courant dans les fils et l'on favorise l'arrangement de la limaille par de petites secousses. Quand la figure est bien dessinée, on dirige sur la plaque un léger courant de vapeur qui ramollit la couche de gomme. Les morceaux de limaille se trouvent emprisonnés dans la masse et on laisse refroidir, après avoir recouvert d'une seconde lame de verre. On peut ensuite projeter ces figures.

On trouve dans le Mémoire les photographies des spectres correspondant aux cas suivants : 1° Cas d'un courant rectiligne, perpendiculaire au plan de la lame de verre; les lignes de force sont alors des cercles dont les distances augmentent, à mesure qu'on s'éloigne du centre. 2° Cas d'un courant horizontal et rectiligne; les lignes de force sont des droites perpendiculaires au courant. 3° Cas d'une boucle dont le plan est parallèle à la lame ; les lignes de force sont des portions de droites normales à la boucle. 4° Cas de deux courants verticaux, parallèles et de même sens; les lignes de force sont constituées par des courbes comparables aux franges d'un cristal bien taillé, perpendiculairement à la ligne moyenne. 5° Cas de deux courants rectilignes verticaux et de sens contraires; les lignes de force constituent deux séries de courbes fermées, ayant pour centres les points où les courants traversent les lames de verre. 6° Cas de deux courants horizontaux, parallèles et de même sens; les lignes de force normales aux deux courants se raccordent dans la portion comprise entre les fils. 7° Cas de deux courants horizontaux, parallèles et de sens contraires; la portion de la plaque comprise entre les deux fils est dépourvue de lignes

de force. 8° Cas de deux courants horizontaux se coupant à angle droit; les lignes de force se raccordent dans les quadrants, pour lesquels les courants sont tous deux centripètes ou tous deux centrifuges; elles se repoussent dans les autres. 9° Cas d'un courant vertical et d'un courant horizontal; les lignes de force forment un système entourant le point où le courant vertical rencontre la lame; ces courbes se raccordent avec les normales au fil horizontal.

Les autres figures ont trait à l'action des courants sur les aimants. La forme des lignes de force indique le mouvement que l'aimant doit prendre sous l'action du courant. Dans le cas particulier de l'expérience d'Ampère sur la rotation électromagnétique d'un aimant autour de son axe, les lignes de force sont des spirales partant du point où l'axe de l'aimant perce la lame de verre.

A. Hurion.

E. LOMMEL. — Ueber zwei neue fluorescirende Substanzen (Sur deux nouvelles substances fluorescentes); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 115; 1879.

Le *bleu d'anthracène* se comporte, dissous dans l'éther, comme un mélange de deux substances fluorescentes de première espèce (¹). Si, en effet, on l'éclaire avec une lumière monochromatique de réfrangibilité décroissante, tous les rayons, jusqu'à la division 58 de l'échelle de Bunsen, produisent la totalité du spectre de fluorescence. Au-dessous de cette division, la lumière homogène ne donne plus que la moitié la plus réfrangible de ce spectre, mais la produit toujours en totalité.

L'*acide bichlorobisulfanthracénique*, qui donne une dissolution brun jaunâtre, se comporte comme une substance fluorescente de deuxième espèce, c'est-à-dire qu'elle suit la loi de Stokes.

J. Macé de Lépinay.

(¹) *Journal de Physique*, t. VI, p. 9, et t. VII, p. 103.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences de Vienne); 1878.

(SUITE ET FIN.)

E. MACH et WELTZUBSKY. — Sur la forme des ondes d'étincelles; p. 157.

DOUBRAVA. — Sur les mouvements en tourbillon, mouvements discontinus des fluides, flammes chantantes, figures de Kundt, etc.; p. 157.

CIAMICIAN. — Influence de la densité et de la température sur les spectres des gaz et des vapeurs; p. 158.

Le nombre et l'intensité des raies des spectres des éléments du groupe halogène changent beaucoup avec la température et la pression. Le spectre de la vapeur de brome raréfié ressemble d'autant plus à celui du chlore que la raréfaction est plus avancée. Celui de la vapeur concentrée de brome peut se comparer au spectre de l'iode, pris à une pression convenable. La vapeur d'iode raréfié donne un spectre sans analogie avec celui du brome, mais se rapprochant de celui du chlore. Si la vapeur d'iode est concentrée, le spectre n'a plus aucune analogie avec celui des autres corps halogènes. Il en est de même du spectre du chlore raréfié, tandis que pour une forte densité ce spectre se rapproche de celui du brome concentré ou de l'iode convenablement raréfié. Pour de fortes pressions, les spectres des divers éléments sont très-différents et les expériences s'accordent avec celles de Wüllner, d'après lesquelles les spectres des éléments doués d'affinités puissantes (hydrogène, sodium, etc.) ont un aspect variable pour de fortes pressions et des températures élevées, tandis que ces spectres changent peu si les éléments ont de faibles affinités.

DOUBRAVA. — Sur la réfraction électrique du verre; p. 177.

BOLTZMANN. — Sur l'application du second principe de la Théorie mécanique de la chaleur aux phénomènes de diffusion; p. 177.

LECHER. — Chaleur de combinaison, p. 178.

Il se dégage 37700^{cal} dans la combinaison de 44^{gr} d'acide carbonique et 34^{gr} de gaz ammoniac à la température de 17° et à la pression de 710^{mm}.

SCHELMÜLLER. — Action de la chaleur solaire sur un corps placé à l'ombre; p. 178.

HANDL. — Appareil simple pour donner à un gaz une élasticité constante; p. 199.

ROSICKY. — Propriétés optiques du noir de fumée; p. 150.

M. MARGULES. — Remarques sur la formule fondamentale de l'Électrodynamique de Stefan; p. 195.

L'auteur déduit de la formule de Stefan et de certaines données expérimentales que l'action d'un élément transversal sur un élément longitudinal, et *vice versâ,* se réduit à une force appliquée au centre de gravité de l'élément.

MACH. — Propagation des ondes d'étincelles dans un plan et dans l'espace; p. 109.

Voir l'analyse détaillée, p. 94.

L. BOLTZMANN. — Expérience d'induction; p. 203.

Établit, à l'aide de la théorie de Poisson, une formule relative à l'expérience suivante, due à Oberbeck et qui semblait à ce dernier contraire à cette théorie. Un anneau circulaire de fer doux est entouré de deux bobines étroites : l'une est fixe et reçoit un courant; l'autre est mobile le long de l'anneau et sert de bobine induite. Quelle que soit la place de cette bobine, le courant induit conserve la même intensité, à quelques centièmes près.

J. STEFAN. — Sur la diffusion des liquides; p. 222.

Pour étudier la diffusion des dissolutions de sucre on a employé, entre autres, la méthode optique du saccharimètre. Les résultats obtenus par Hoppe-Seyler, avec le sucre de diabète, s'accordent

avec la théorie de la diffusion de Filk. Le sucre de cannes donne des résultats complétement opposés. D'après l'auteur, la méthode optique est entachée d'erreurs, parce qu'on suppose, à tort, qu'un faisceau horizontal de lumière qui traverse une colonne verticale de liquide en diffusion reste horizontal dans ce parcours. Le liquide, dont la densité décroît de bas en haut, agit comme un prisme dont l'arête réfringente est dirigée vers le haut.

V. LANG. — Expériences nouvelles sur les tuyaux sonores, en prenant, comme Hopkins, pour corps sonores une plaque vibrante; p. 226.

Les nœuds sont recherchés à l'aide d'un résonnateur qui vibre avec force si son ouverture est à la place d'un nœud.

L'auteur revient, pour les expliquer, sur les expériences connues de R. Savart et Seebeck, relatives à la réflexion du son.

E. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XV. — Décembre 1878.

Witz. — *Essai sur l'effet thermique des parois d'une enceinte sur les gaz qu'elle renferme*, p. 433.

G. Govi. — *De la mesure du grossissement dans les instruments d'Optique*, p. 563.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VII. — N° 42.

Lord Rayleigh. — *Observations d'acoustique*, p. 149.

J. Hopkinson. — *Grandes résistances électriques*, p. 162.

John Trowbridge. — *Méthode pour mesurer les courants de grande intensité; comparaison des machines de Wild, de Gramme et de Siemens*, p. 165.

A. Kundt et W.-C. Röntgen. — *Preuve de la rotation électromagnétique du plan de polarisation par la vapeur de sulfure de carbone*, p. 173.

Osborne Reynolds. — *Sur le Mémoire de M. C.-F. Fitzgerald, intitulé « Sur la théorie mécanique de la force de Crookes »*, p. 179.

Anton Steinhauser. — *Théorie de l'audition bi-auriculaire; contribution à la théorie du son*, p. 181.

OLIVER J. LODGE. — *Détermination de la conductibilité des métaux à diverses températures, au moyen de la courbe des températures d'une tige chauffée à l'une de ses extrémités*, p. 198.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VI. — N° 1. — Année 1879.

F. KOHLRAUSCH. — *Conductibilité des dissolutions des hydrates et des sels des métaux alcalins, des sulfates de cuivre, de zinc et de l'azotate d'argent*, p. 1.

W. HANKEL. — *Propriétés thermo-électriques de l'apatite, de la brucite, de la cœlestine, de la prehnite, de la natrolithe, de la skolézite, de la datolithe et de l'axinite*, p. 51.

M. MARGULES. — *Théorie et applications de la rotation électromagnétique*, p. 59.

F. EXNER et G. GOLDSCHMIEDT. — *Influence de la température sur la conductibilité des liquides*, p. 73.

. G. WIEDEMANN. — *Électrolyse de l'acétate de cuivre et sur le cuivre dit* allotrope, p. 81.

W. KOHLRAUSCH. — *Détermination expérimentale de la vitesse de la lumière dans les cristaux*, p. 86.

E. LOMMEL. — *Deux nouvelles substances fluorescentes*, p. 115.

J.-A. GROSHANS. — *Quelques propriétés physiques des corps à l'état gazeux et liquide*, p. 119.

A. RITTER. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des astres gazeux*, p. 135.

Nouvelle série. — Tome VI. — N° 2. — Année 1879.

F. KOHLRAUSCH. — *Conductibilité des dissolutions des hydrates et des sels des métaux alcalins, des sulfates de cuivre et de zinc, et de l'azotate d'argent*, p. 145.

A. OBERBECK. — *Recherches sur les courants rapidement intervertis*, p. 210.

L. BLEEKRODE. — *Réponse à la critique de Hittorf sur son Mémoire relatif à la conductibilité électrique et à l'électrolyse des combinaisons chimiques*, p. 241.

O. LUBARSCH. — *Sur la fluorescence*, p. 248.

J.-L. SCHÖN. — *Absorption de la lumière par les liquides*, p. 267.

M. v. SEHERR THOSS. — *Dichroïsme artificiel*, p. 270.

FR. RÜDORFF. — *Évaluation du poids spécifique des corps pulvérulents*, p. 288.

E. WIEDEMANN. — *Illumination des gaz par les décharges électriques. Addition au Mémoire sur la nature des spectres*, p. 298.

F. NIEMÖLLER. — *Nouvel interrupteur*, p. 302.

ENREGISTREURS MÉTÉOROLOGIQUES;

PAR M. MARIÉ-DAVY.

Il n'est guère, aujourd'hui, d'observatoire météorologique qui ne soit muni d'appareils enregistreurs. Le nombre de ces appareils





Baromètre enregistreur.

est donc déjà considérable, et les systèmes adoptés pour leur construction sont presque aussi nombreux. A l'Observatoire de Montsouris, j'ai préféré l'enregistrement continu à l'enregistrement par points, et les tracés effectués par une pointe métallique fine sur

papier glacé et noirci au noir de fumée, à l'emploi du crayon ou au gaufrage par pression ou par choc.

Le *barographe* de Montsouris est un baromètre-balance imaginé par le P. Cecci et adopté ultérieurement par le P. Secchi. Le tube barométrique AB (*fig.* 1) est en fer, de $0^m,03$ de diamètre intérieur, et du même calibre dans toute sa longueur. Il est fixe, et porte, à son extrémité inférieure, un manchon plongeur dont la section pleine est égale à la section vide du tube barométrique. La cuvette C est en fonte, et suspendue à l'une des extrémités d'un fléau de balance D, dont l'autre extrémité porte un contre-poids E. Le centre de gravité du fléau chargé coïncide, autant que possible, avec l'arête du couteau central, de manière à rendre l'équilibre indifférent. Il en résulte que, quand, par suite d'une hausse barométrique, une partie du mercure monte de la cuvette dans le tube, celle-ci, devenue plus légère, tend à s'élever, ce qui a pour effet d'introduire dans le mercure de la cuvette une longueur plus grande du cylindre plongeur. L'équilibre n'est rétabli que quand, le volume du mercure déplacé par le plongeur étant égal à celui qui correspond dans le tube à l'accroissement de hauteur de la colonne barométrique, le niveau du mercure de la cuvette est revenu à son point constant, et que, par suite, le poids apparent de cette cuvette a repris sa valeur fixe. C'est l'aiguille *h* du fléau de la balance qui marque ses déplacements à la surface du cylindre noirci *k*. Reste à lire ses indications. Pour y parvenir plus sûrement, le support du cylindre porte un électro-aimant dont l'armature est munie d'un bras armé d'une pointe métallique (¹). En temps ordinaire, cette pointe est fixe et trace, sur le cylindre, une ligne de repère servant de point de départ pour mesurer les ordonnées de la courbe barométrique; mais à chaque heure l'électro-aimant est actionné par une pendule marquant l'heure sur tous les enregistreurs; la pointe s'écarte momentanément de la ligne de repère, et dessine un trait net qui se reproduit au même instant sur les autres cylindres. A la fin de chaque semaine, le cylindre est enlevé pour être remplacé

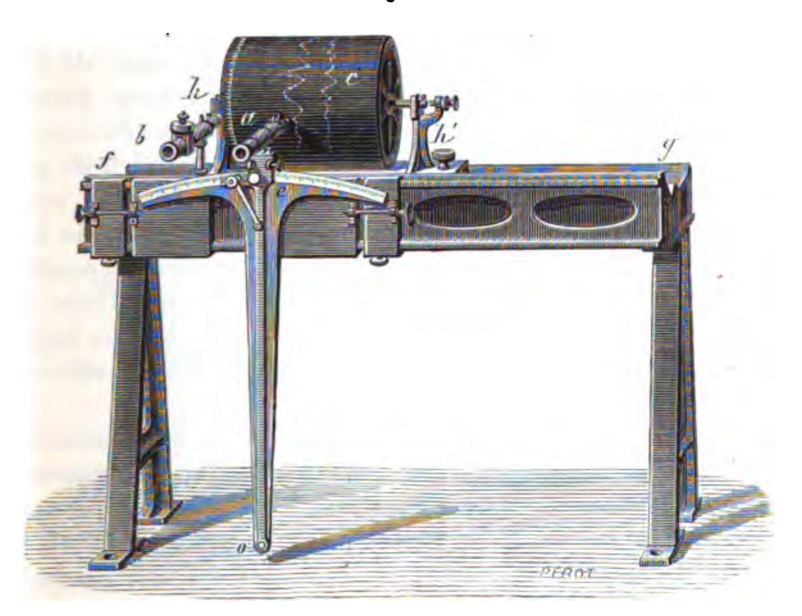
(¹) Cet électro-aimant, qu'on voit dessiné dans le thermographe (*fig.* 4), n'est pas représenté dans la *fig.* 1. L'aiguille fixe *k* en tenait lieu.

N. B. — Nous devons à l'obligeance de M. Gauthier-Villars les figures qui accompagnent cet article, et qui sont extraites de l'*Annuaire de Montsouris* pour 1879.

par un autre préparé à l'avance, et il est transporté sur l'appareil des lectures.

Cet appareil (*fig.* 2) se compose d'un banc en fonte horizontal *fg*, muni, sur sa table supérieure, de deux colonnes *h*, *h'*, destinées à supporter l'axe du cylindre, et, sur une seconde table verticale, de deux microscopes dont les chariots peuvent se déplacer soit isolément, soit d'ensemble dans la direction horizontale. Une vis sans


Fig. 2.



Micromètre servant à la lecture des courbes tracées par les enregistreurs.

fin permet d'imprimer au cylindre un mouvement de rotation sur son axe, afin de présenter successivement les diverses génératrices du cylindre en avant des viseurs.

Le microscope *b* reste toujours pointé sur la ligne des repères, et c'est pour suivre cette ligne dans les déplacements accidentels qu'elle pourrait subir, que les deux viseurs peuvent se déplacer d'ensemble par l'action d'une vis de rappel. Ce premier microscope de la ligne des repères porte en son foyer deux fils croisés, l'un horizontal, l'autre vertical. A chaque lecture horaire, un des traits

horizontaux de la ligne des repères est amené sous le fil horizontal du microscope. Mais, comme la courbe barométrique présente souvent des inflexions dont il est utile de noter l'heure exacte, le point intéressant de cette courbe étant amené sous le microscope mobile *a*, un second fil horizontal, mobile par une vis micrométrique, sert à mesurer la distance de ce point au trait horaire immédiatement en avant.

Le microscope *a* est porté à l'extrémité d'un bras de levier dont la longueur est égale à celle de l'aiguille barométrique; il décrit, par suite, un arc de cercle de même rayon que la pointe de l'enregistreur. Ce second microscope porte une croisée de fils comme le premier, mais sans fil mobile. Le microscope des repères étant pointé sur un signe horaire, on amène l'axe du second sur le point correspondant de la courbe. Le sinus de l'angle de position de son levier, multiplié par un facteur constant et augmenté d'un nombre également constant, donne la hauteur du baromètre au moment choisi. Quand le dépouillement de la courbe est ainsi fait et vérifié, la feuille de papier noirci est enlevée du cylindre et trempée dans une dissolution faible de gomme laque ou de copal dans l'alcool. Le noir de fumée est fixé et la feuille est mise en carton.

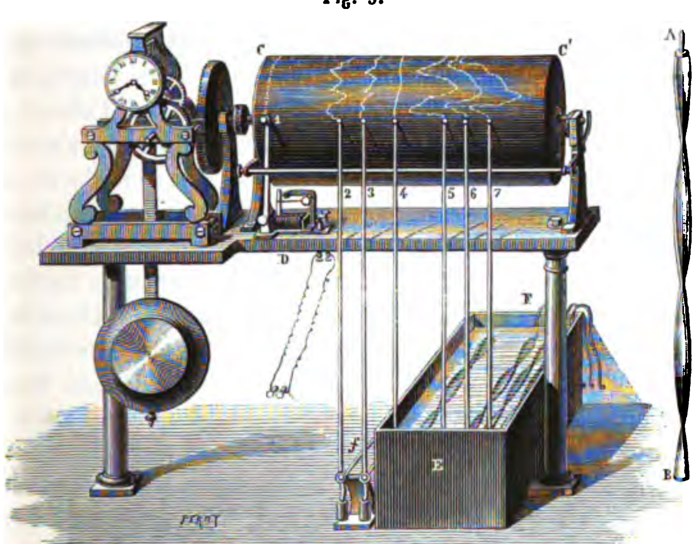
Les plus faibles variations barométriques sont ainsi accusées avec une grande fidélité, et à l'examen des courbes on reconnaît aisément l'influence que l'état dynamique de l'atmosphère ajoute ou retranche à son poids dans la pression qu'il exerce sur le sol. Il convient d'ajouter que l'uniformité du calibre du tube barométrique annule à peu près complétement l'action de la température sur les indications de l'instrument.

Les *thermographes* fonctionnent par un procédé analogue, sauf que le moteur est ici formé par un tube Bourdon en cuivre écroui, à section elliptique très-allongée, et tordu sur lui-même en une sorte de spire dont le pas varie de $0^{m},020$ à $0^{m},030$, suivant l'objet que l'on se propose. AB (*fig.* 3) représente un de ces tubes formant un peu plus d'une spire. Ce tube est exactement rempli d'alcool et fermé à ses deux extrémités. La dilatation de l'alcool l'oblige à se détordre; mais, pour que son élasticité se conserve, la pression intérieure, correspondant aux plus hautes températures à atteindre, ne doit pas dépasser 8 ou 9^{atm}. Cette pression est d'autant plus

grande, que le pas de la spire est plus court. Le tube torse est fixé par l'un de ses bouts; l'autre extrémité libre porte l'aiguille mobile chargée des indications. A Montsouris, cette aiguille a $0^{m},50$ de longueur, comme celle du baromètre. Le procédé de lecture des courbes reste ainsi exactement le même pour tous les enregistreurs à aiguille.

Le nouveau thermographe de l'Observatoire de Montsouris comprend sept aiguilles fonctionnant sur le même cylindre. La

Fig. 3.



Thermographe.

première aiguille (n° 1) appartient à l'électro-aimant chargé de tracer la ligne de repère et les signes horaires; les aiguilles 2 et 3 appartiennent au psychromètre; les aiguilles 4 et 5 inscrivent la température de la surface d'un sol exposé à l'air sans abri; les aiguilles 6 et 7 correspondent à l'actinomètre.

Le *psychromètre* est formé de deux tubes torses placés extérieurement sur la face nord du kiosque en bois qui abrite le cylindre, et perpendiculairement à cette face. Leur extrémité la plus éloignée est fixe, l'autre se prolonge au travers de la paroi du kiosque par une tige de cuivre pleine portant l'aiguille indica-

trice. L'un des tubes torses est nu et forme le thermomètre sec; l'autre est enveloppé de batiste et maintenu mouillé au moyen de mèches de coton plongeant dans de petits godets en verre, mis en relation avec un flacon de Mariotte placé dans le kiosque à l'aide d'un tube long et fin de caoutchouc. Un instrument de ce genre fonctionne depuis environ quinze mois à Montsouris; sa marche est régulière et sa sensibilité très-grande.

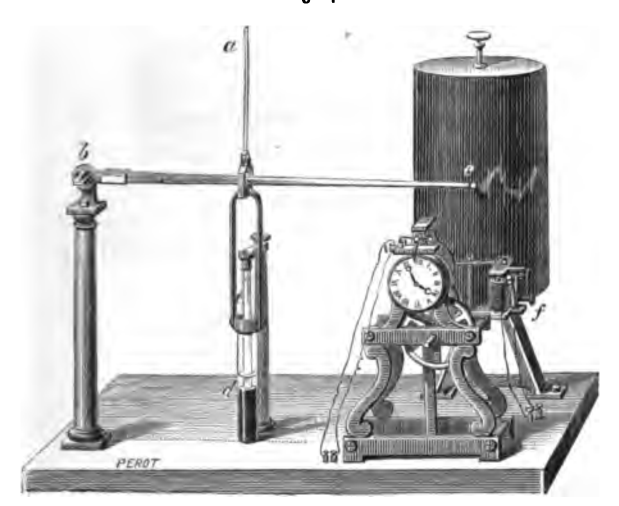
Le *thermomètre du sol* se compose de deux parties : un réservoir thermométrique en cuivre noir est placé à la surface d'un bloc de terreau dont le sommet affleure la plate-forme du toit du kiosque; ce réservoir communique par un tube de cuivre capillaire avec un tube torse placé dans le kiosque sous le cylindre de l'enregistreur. Quand la température du sol monte, une partie de l'alcool passe du réservoir supérieur dans le tube torse, la pression s'accroît et le tube se détord; mais le tube torse lui-même et son tube de cuivre capillaire passent eux-mêmes par des températures variables qui compliqueraient les résultats. Un second tube torse, semblable au premier, muni de son tube capillaire, sert à donner les corrections nécessaires. Les deux tubes torses sont disposés parallèlement dans une cuve EF remplie d'eau glycérinée : les deux tubes capillaires sont soudés l'un à l'autre dans toute leur longueur. Les deux aiguilles tracent deux courbes, l'une très-peu sinueuse, l'autre très-accidentée : on mesure la différence de leurs ordonnées. On obtient ainsi les températures d'un sol exposé au soleil le jour, au rayonnement nocturne pendant la nuit, à la pluie et à l'évaporation.

L'*actinomètre* se compose également de deux tubes torses couchés parallèlement dans la cuve d'eau glycérinée EF et de deux tubes capillaires. A chacun de ces tubes correspond un réservoir placé au sommet du toit du kiosque, et renfermé dans une enveloppe de verre dans laquelle on a fait le vide sec. L'un des réservoirs est argenté, l'autre a été noirci. Placés symétriquement à peu de distance l'un de l'autre et loin de tout abri, ils donnent les mêmes indications durant la nuit; mais, pendant le jour, le thermomètre noir marque plus haut que le thermomètre blanc. Les différences des ordonnées des courbes tracées par les deux aiguilles servent à mesurer le degré actinique. Chaque nuage qui passe sur le soleil donne lieu à un abaissement rapide et considérable des tempé-

ratures des thermomètres blanc et noir et de celle de la surface du sol.

L'*atmographe* est un troisième instrument enregistreur destiné à marquer les variations de poids que subit un bloc de terre dont la surface affleure le sommet de la plate-forme du toit du kiosque, et est exposée au soleil, à l'évaporation, aux pluies, neiges et rosées. A peu de distance est le pluviomètre enregistreur. La comparaison des deux courbes montre ce que devient l'eau qui tombe sur la terre nue, sans végétation, et fait la part de ce qui en retourne à l'atmosphère par évaporation, et ce qui en pénètre dans le sous-sol supposé perméable ou drainé. Un autre atmographe,

Fig. 4.



Enregistreur de l'atmographe.

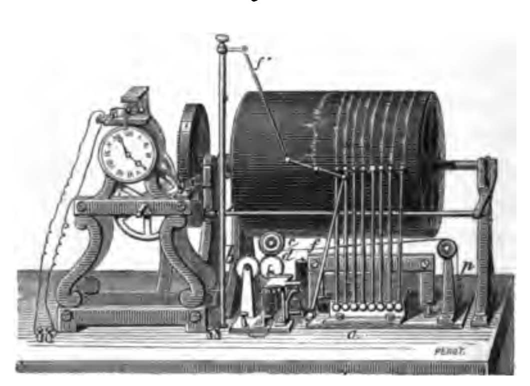
décrit dans ce Journal (t. VI, p. 20), donne les mêmes indications pour un sol garni de plantes diverses; mais ce dernier étant abrité du vent doit être arrosé suivant les besoins.

La *fig.* 4 représente seulement l'enregistreur de l'atmographe. *a* est la partie inférieure de la tige qui est suspendue à l'extrémité du bras de la bascule, sur laquelle est placé le bloc de terre. Un second bras de levier *bc* suit, en les amplifiant, les mouvements de cette tige qu'elle inscrit sur le cylindre vertical recouvert de pa-

pier noirci au noir de fumée. Cette même tige porte une éprouvette en verre *d*, garnie de mercure, dans laquelle plonge un tube de verre *e* qui est fixe. Le diamètre de cette tige est calculé de telle sorte, que la pointe *c* parcourt $0^{m},1$ pour chaque millimètre d'eau gagnée ou perdue par le bloc de terre. En temps calme, on peut donc apprécier les $\frac{2}{100}$ de millimètre ; mais, quand l'air est agité, les composantes verticales du vent font osciller l'aiguille et diminuent la précision des lectures.

L'*anémographe* (*fig.* 5) nous donne, à la fois, la direction du

Fig. 5.



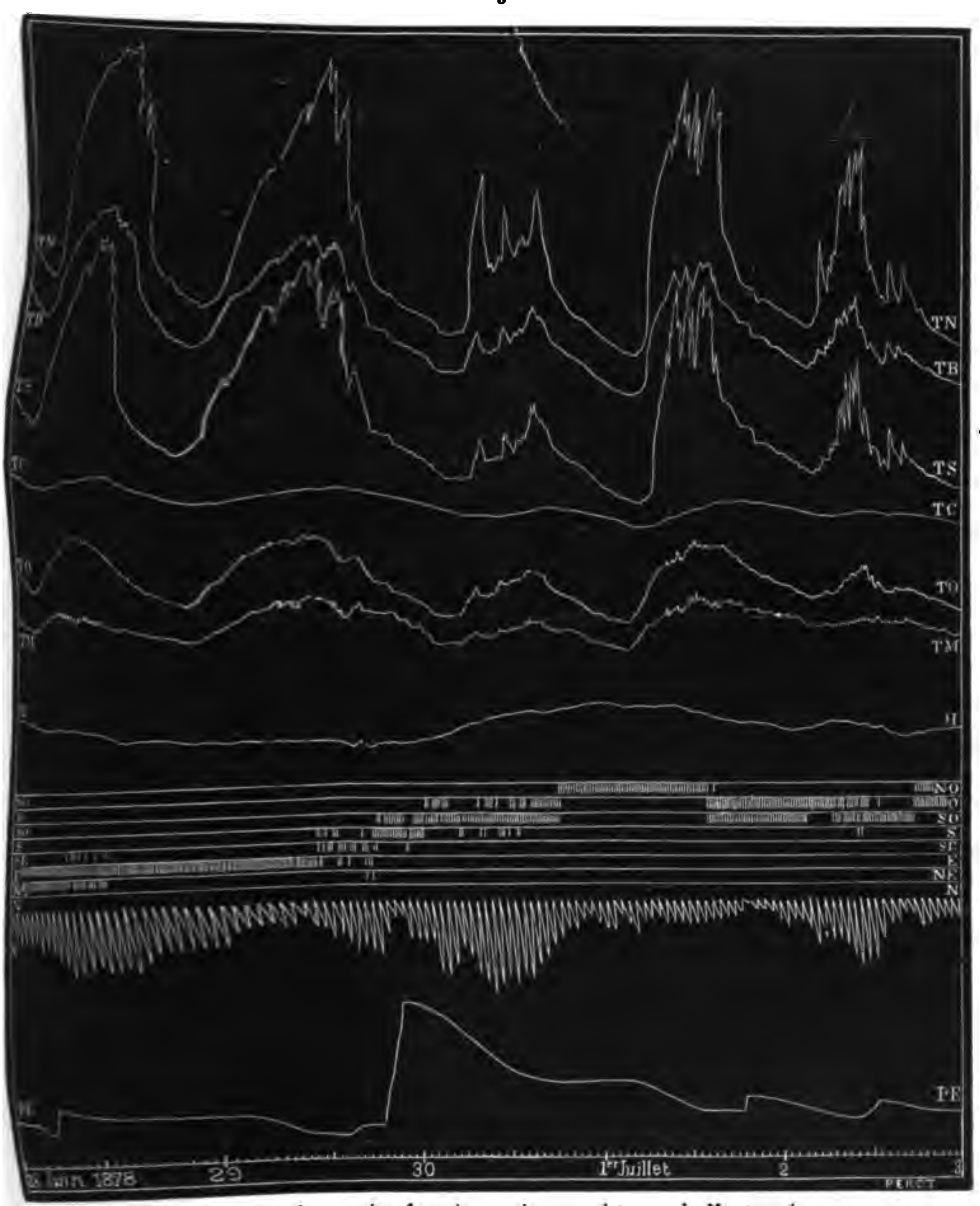
Anémographe.

vent et sa vitesse moyenne par heure. Huit électro-aimants communiquant électriquement avec les secteurs disposés sur la girouette suivant les huit rhumbs principaux du vent peuvent, en fonctionnant isolément ou deux à deux, inscrire les vents de seize directions, ce qui est nécessaire, mais suffisant, pour les besoins de la Météorologie. Un neuvième électro-aimant est actionné chaque fois que le moulinet Robinson accuse un chemin de 1^{km} parcouru par le vent. La roue dentée *b* marche alors d'une division, et son mouvement est transmis par la roue satellite *d* à une troisième roue dentée *c*, sur l'axe de laquelle s'enroule un fil *cp*. La pointe des vitesses marche alors de 1^{mm} vers la gauche. Cet effet se reproduit pendant une heure à chaque kilomètre parcouru par le vent; mais, à la fin de chaque heure, l'aiguille de la pendule établit un contact électrique ; la roue satellite *d* s'abaisse; la roue *c* devient libre et

le poids p ramène la pointe métallique à son point de départ.

La *fig.* 6 présente un spécimen des courbes tracées par les en-

Fig. 6.



Spécimen des courbes fournies par les enregistreurs de Montsouris.

registreurs du 28 juin au 3 juillet 1878 : elles ont été réduites au tiers de leur grandeur naturelle.

En commençant par le haut, nous trouvons d'abord les deux courbes TN et TB dont l'ensemble fournit les données actinométriques : TN est la courbe du thermomètre noir, TB celle du thermomètre blanc.

Les deux courbes suivantes, TS et TC, donnent la température de la surface du sol sans abri ; TS correspond au thermomètre du sol ; TC donne la correction à faire aux ordonnées de la première.

Les deux courbes TO et TM sont celles du thermomètre sec et du thermomètre mouillé : elles donnent, outre la température de l'air à l'ombre, son degré hygrométrique et la force élastique de sa vapeur.

H est la courbe des pressions barométriques.

Au-dessous se trouvent huit lignes droites correspondant aux huit directions principales du vent : les lignes verticales qui s'en détachent marquent celles de ces directions dans lesquelles le vent a soufflé. Au-dessous encore, se trouvent marquées les vitesses V du vent en kilomètres à l'heure.

La dernière courbe PE est donnée par l'atmomètre. L'accroissement des données verticales de cette courbe marque les pluies ; leur diminution mesure l'évaporation. Malgré des pluies fréquentes et une fois très-copieuses, la terre, au 3 juillet, avait à très-peu près repris son poids du 28 juin.

Enfin la dernière ligne est la ligne des repères avec les signes horaires.

DE LA NON-EXISTENCE DE L'ALLONGEMENT GALVANIQUE ;

Par M. R. BLONDLOT,

Attaché au laboratoire des Hautes Études, à la Sorbonne.

Un conducteur traversé par un courant électrique s'échauffe, et en conséquence subit un allongement. En dehors de cet effet prévu, existe-t-il une dilatation produite *directement* par le courant, en tant qu'action mécanique de celui-ci ? La solution expérimentale de cette question présente de très-grandes diffi-

cultés, à cause de la coexistence de la dilatation thermique et de l'effet cherché, s'il existe.

M. Edlund, en 1866 [1], et M. Streintz, en 1873 [2], ont cherché à résoudre le problème en évaluant par des moyens détournés la température et déduisant de la dilatation totale observée l'effet thermique calculé à l'avance. M. Edlund mesurait la température du fil en expérience par la variation de sa résistance galvanique. M. Streintz faisait passer un courant d'intensité croissante jusqu'au moment de la fusion d'une couche de paraffine enduisant le conducteur; il admettait qu'à ce moment la température du fil était exactement celle de la fusion de la paraffine (55°,9).

Les deux expérimentateurs concluent à l'existence de l'allongement galvanique.

M. G. Wiedemann, en rendant compte de ces expériences dans son Traité du galvanisme [3], les critique sur plusieurs points, en montre l'insuffisance, et sa conclusion est que la question ne peut être regardée comme résolue [4].

En présence de ces divergences, j'ai songé à une méthode d'expérimentation fondée sur un principe totalement différent, et où les causes d'erreur inhérentes aux méthodes précédentes ne se présentent pas.

Supposons un mince ruban métallique, intercalé dans le circuit d'une pile par l'intermédiaire de masses conductrices considérables, soudées à ses extrémités; la distribution électrique sera la plus simple qu'on puisse concevoir: tous les points seront traversés par des flux électriques égaux et parallèles; les surfaces d'égal potentiel seront les sections droites du ruban, et les lignes de courant des droites parallèles à la longueur. Il y a donc lieu, par rapport aux phénomènes électriques, de distinguer *deux directions*, la direction

---

(1) EDLUND, *Poggendorff Ann.*, Bd. CXXIX, S. 15; 1866*. *Archives*, nouvelle série, t. XXVII, p. 269; 1866*. — EDLUND, *Pogg. Ann.*, Bd. CXXXI, S. 337; 1867*.

(2) STREINTZ, *Wiener Berichte*, Bd. LXVII, [2]; april 1873*. *Pogg. Ann.*, Bd. CL, S. 368; 1873*.

(3) WIEDEMANN, *Galvanismus*, I, S. 961; *Nachträge*, S. 704.

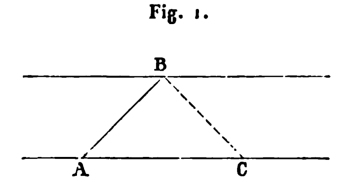
(4) Quand j'ai entrepris mes expériences, j'ignorais que M. Exner, dans un travail récent (*Ann. de Pogg.*, CLVIII et nouvelle série, t. II, p. 100) est arrivé à montrer que la méthode de M. Edlund est insuffisante pour prouver l'existence de la dilatation galvanique, les erreurs d'expérience étant de même ordre de grandeur que les quantités à mesurer.

transversale et la direction longitudinale. Les phénomènes calorifiques, au contraire, *ne différeront aucunement selon que l'on considérera l'une ou l'autre direction.* De là le moyen de séparer les deux ordres de phénomènes.

Il est clair, en effet, que, tandis que la dilatation calorifique portera également sur la longueur et la largeur du ruban, en le laissant géométriquement semblable à lui-même, la dilatation galvanique, si elle a lieu, portera inégalement sur les deux dimensions et déformera le ruban. Par conséquent, toute déformation de la bande métallique ou des figures tracées sur sa surface doit être attribuée à un phénomène purement électrique, de même que l'absence d'une déformation implique la non-existence d'une action mécanique directe du courant. Par exemple, une droite n'éprouvera de la part de l'action calorifique aucun changement de direction, tandis que l'action galvanique diminuerait l'angle aigu compris entre cette droite et le bord du ruban.

Imaginons maintenant deux plis dont les arêtes AB et BC (*fig.* 1) forment un angle sur la surface du ruban; cet angle augmentera

Fig. 1.



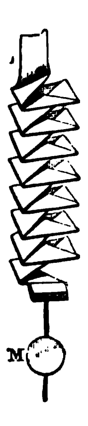
nécessairement si l'électricité produit un allongement (un calcul des plus simples montre que cet effet sera maximum si l'angle du pli et du bord du ruban est de 45°).

Le phénomène est facilement multiplié en formant une succession de plis à 45°, alternativement vers la face supérieure du ruban et vers la face inférieure, de façon à donner lieu à une sorte d'hélice quadrangulaire où les accroissements des angles s'ajoutent.

J'ai construit avec du laiton laminé recuit une telle hélice renfermant deux cents sommets d'angles. La partie supérieure (*fig.* 2) était invariablement fixée; la partie inférieure, au contraire, était reliée au circuit de la pile par un godet contenant du mercure, de façon à pouvoir tourner; un miroir M permettait d'observer la rota-

tion, d'après la méthode de Gauss-Poggendorff, au moyen d'une lunette et d'une règle divisée placées à 1^{m} de l'hélice. La pile, composée de 8 éléments de Bunsen, produisait un courant ayant dans l'hélice une densité égale à 37 en unités absolues électromagnétiques. L'observation la plus attentive ne nous a permis d'observer *aucune déviation,* même en portant à 10 le nombre des éléments. Comme on pouvait apprécier dans la lunette $\frac{2}{10}$ de millimètre sur la règle, il en résulte que, eu égard à la multiplication de notre appareil, une dilatation comportant par mètre seulement $0^{m},00000025$ eût été sensible. Par conséquent, dans les limites d'extrême approximation que nous venons de définir, on doit conclure que *le passage d'un courant dans un conducteur*

Fig. 2.



métallique ne produit aucun effet mécanique d'allongement ou de raccourcissement.

D'autres rubans de laiton, un autre en maillechort, ont donné le même résultat. Il est nécessaire que le métal de l'hélice soit soigneusement recuit, car le laminage constitue la matière dans un état moléculaire analogue à celui des cristaux à un axe optique, et alors on observe des rotations *lentes,* indiquant une inégalité du coefficient de dilatation calorifique dans différentes directions. Il faut aussi que les masses métalliques qui terminent le ruban soient régulièrement soudées, afin que la distribution du courant soit bien celle que nous avons indiquée ; dans le cas contraire, on

obtient également des rotations lentes. Ces remarques démontrent la sensibilité de la méthode et la rigueur du résultat, attendu que *toute* rotation *cesse* quand les précautions indiquées ont été observées.

GRADUATION DES GALVANOMÈTRES;

PAR M. AYMONNET.

Pour graduer un galvanomètre, j'emploie une méthode fondée sur les propriétés des substances diathermanes. A cet effet, je laisse arriver à travers une lentille, sur la pile ayant une position déterminée, les radiations émanant d'une source. La pile recevra une quantité de chaleur Q; la déviation correspondante sera A. Interposons entre la lentille et son foyer un corps diathermane : la quantité de chaleur reçue par la pile sera q et la déviation correspondante a.

Si l'on néglige l'absorption due à l'air situé entre la pile et le corps diathermane, sur le passage du rayonnement, on aura toujours, quelle que soit la position de la pile, $\frac{q}{Q} = k$, k étant le coefficient de transmissibilité du corps diathermane; et, si les déviations galvanométriques A et a sont proportionnelles à Q et q, on aura également $\frac{a}{A} = k$.

Or, on sait que cette proportionnalité n'existe qu'autant que les déviations sont comprises entre deux limites angulaires M et M'. Pour trouver des déviations voisines de ces deux limites, employons un corps diathermane dont le coefficient k est voisin de 1, par exemple une lame de verre, si notre lentille est de crown, et donnons à la pile des positions 1, 2, 3, 4, ..., telles que les déviations soient $A_1, A_2, A_3, A_4, \ldots, A_n, A_{n+i}$ sans l'interposition de la lame, et $a_1, a_2, a_3, a_4, \ldots, a_n, a_{n+i}$ lors de son interposition; A_1 étant très-près de 1° et plus petit que A_2, $A_2 < A_3$, ...; a_2 étant compris entre a_1 et A_1, a_2 entre a_3 et A_2, ...; prenons les rapports $\frac{A_1}{a_1}, \frac{A_2}{a_2}, \ldots$, jusqu'à ce que nous en trouvions une

série $\frac{A_n}{a_n}, \frac{A_{n+1}}{a_{n+1}}, \ldots, \frac{A_{n+i}}{a_{n+i}}$, dont les termes diffèrent très-peu l'un de l'autre. La moyenne de ces derniers rapports sera très-voisine de $\frac{1}{k}$; les quantités a_n et A_{n+i} seront proches des limites M et M', et les déviations intermédiaires représenteront les intensités calorifiques qui les produisent.

A_{n-1} étant compris entre a_n et A_n, pour avoir la mesure de a_{n-1}, il suffira de diviser A_{n-1} par $\frac{1}{k}$; l'erreur que l'on commettra sur la détermination de l'intensité correspondante à a_{n-1} sera plus petite que l'erreur de lecture commise sur A_{n-1}. Par une proportion, on trouve l'intensité correspondante à A_{n-2}, puis à l'aide de cette intensité et de $\frac{1}{k}$ on détermine la mesure de a_{n-2}, etc., jusqu'à ce qu'on ait trouvé les intensités correspondantes à A_1 et a_1.

Pour trouver la mesure des déviations supérieures à A_{n+i}, nous prenons un corps moins diathermane que le précédent, ayant un coefficient de transmissibilité k' tel que $\frac{1}{k'}$ soit compris entre 2 et 4. Nous déterminons $\frac{1}{k'}$ à l'aide de deux déviations $A'_{n'}$ et $a'_{n'}$ comprises entre a_1 et A_{n+i}; et, enfin, pour avoir la mesure de $A'_m > A_{n+i}$, nous multiplions par $\frac{1}{k'}$, a'_m, que nous supposons $< A_{n+i}$.

Le tableau des déviations et des intensités correspondantes étant dressé, nous en construisons la courbe et notre galvanomètre est calibré pour la mesure des quantités de chaleur reçues par la pile. Pour vérifier ce calibrage, il suffit de le faire à nouveau avec des corps diathermanes différents. Je me suis servi pour cela de lames de verre et d'auges remplies de benzine ou d'alcool.

Lorsqu'on a un galvanomètre à fil fin, ordinaire et bien construit, on trouve, si l'aiguille supérieure est très-rapprochée du disque de cuivre, que l'intervalle compris entre M et M' est d'autant plus petit et plus éloigné du zéro que la distance de l'aiguille supérieure au disque de cuivre est plus petite. Pour une distance de $0^{mm},4$, $M = 10°$, $M' = 15°$; dans ce cas, entre zéro et 10°, la proportionnalité n'existe pas. Le Tableau suivant donne, pour diffé-

rentes distances, les intensités correspondant aux déviations comprises entre 0° et 10° :

	Déviation.									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Distances.	Intensités.									
mm										
0,4....	1	2,1	3,4	4,5	5,55	6,5	7,4	8,15	9,05	10
0,6....	1	2,10	3,4	4,5	5,50	6,5	7,3	8,05	9,00	10
1,5....	1	2,05	3,1	4,12	5,15	6,12	7,05	8,0	9,00	10
2......	1	2,00	3,0	4,00	5,00	6,00	7,00	8,0	9,00	10

Cette non-proportionnalité entre les déviations et les intensités a pour cause et la fente pratiquée dans la bobine et le disque de cuivre, et les paquets de fil formés dans le voisinage de cette fente.

En élevant l'aiguille, on rend les actions élémentaires des spires de fil de plus en plus faibles par rapport à l'action totale. Le fil du galvanomètre que j'ai gradué a un diamètre compris entre $0^{mm},3$ et $0^{mm},4$.

En élevant l'aiguille de 2^{mm} au-dessus du disque de cuivre, on a la proportionnalité entre zéro et 12°, et la sensibilité du galvanomètre n'est pas diminuée. Lorsque le galvanomètre est à fil dépassant 1^{mm}, l'aiguille doit être soulevée encore plus pour avoir la proportionnalité à partir de zéro. Dans ce cas, lorsque la distance de l'aiguille supérieure au disque de cuivre est de 2^{mm}, la courbe des rapports $\frac{A}{a}$ est très-sinueuse.

Afin de voir si une Table de graduation, faite pour mesurer les quantités de chaleur tombant sur la pile, peut servir à mesurer des intensités de courant, j'ai placé la pile dans une position fixe, de telle sorte que Q et q soient constants et, par suite, donnent naissance à des forces électromotrices constantes; puis j'ai gradué le galvanomètre d'une manière analogue à la précédente, en établissant entre les deux bornes du galvanomètre un fil de dérivation de plus en plus long. J'ai trouvé pour différentes positions de l'aiguille entre zéro et 30° les mêmes Tables que précédemment; entre 30° et 40°, les écarts d'intensité atteignaient au maximum 0°,4; on peut attribuer ces divergences aux erreurs de lecture.

Cette concordance entre les deux ordres de Tableaux vérifie en

même temps la proportionnalité entre les quantités de chaleur reçues par la pile et les intensités des courants qu'elles produisent, lorsque la température de l'enceinte n'éprouve des variations que de 2° à 4°.

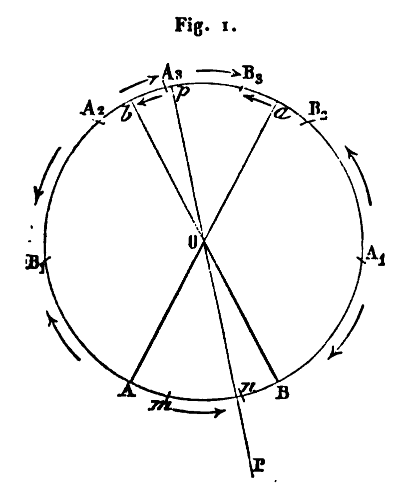
DE LA PRODUCTION DES IMAGES ENTRE DEUX MIROIRS PLANS FAISANT ENTRE EUX UN ANGLE QUELCONQUE;

PAR M. E. LEFEBVRE,

Professeur au Lycée de Versailles.

Soient deux miroirs plans OA et OB (*fig.* 1): je considère ce qui se passe dans un plan perpendiculaire à leur intersection; pour cela je décris du point O une circonférence dans ce plan et

Fig. 1.



je prends pour objet lumineux l'arc AB de cette circonférence compris entre les deux miroirs. Les rayons partis de AB donneront dans chacun des deux miroirs des images BA_1, AB_1, B_1A_2, A_1B_2, alternativement inverses ou directes par rapport à AB, suivant qu'elles résultent d'un nombre impair ou d'un nombre pair de réflexions, et dont il est aisé de déterminer géométriquement la place. Les deux séries d'images de l'arc AB sont distinctes l'une de l'autre

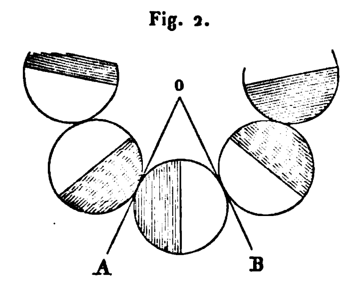
dans les portions A*b* et B*a*, mais elles se superposent dans l'arc *ab*. En résultera-t-il que l'observateur verra en tous les points de *ab* la superposition de deux images de points différents, c'est-à-dire une image confuse?

Il n'en est rien, et l'expérience montre qu'en regardant dans le secteur *a*O*b* on voit des images tout aussi nettes et tout aussi simples que dans toute autre portion de la circonférence; jamais on ne voit aucune image confuse. Cela tient à ce fait que, s'il se forme en chaque point de *ab* deux images de points différents, l'œil ne peut en voir qu'une seule à la fois, et que, pour voir la série complète des images, il faut donner à l'œil des positions différentes. Supposons, en effet, l'œil placé en P (*fig.* 1) il est évident que les rayons qu'il recevra comme venant de l'arc *pb* auront éprouvé leur dernière réflexion sur le miroir OA et qu'au contraire l'image qu'il verra en *pa* sera due uniquement aux rayons ayant éprouvé la dernière réflexion sur OB; mais il ne pourra recevoir les rayons venant de *pa* et réfléchis la dernière fois par OA, non plus que ceux venant de *pb* et réfléchis finalement par OB. Les images vues dans le secteur *a*O*b* sont donc parfaitement nettes; seulement elles changent d'aspect quand on déplace l'œil entre les deux miroirs, et, si l'on veut voir les deux séries dans leur entier, il faut donner à l'œil successivement une position rasant le miroir OA, puis une deuxième rasant le miroir OB. C'est pour cela que, dans le cas où $\pi = m\mathrm{O}$, nous donnons le nombre de $2n$ images et non pas $2n-1$, car, si dans la réalité on en aperçoit $2n-1$ complètes, quelle que soit la position de l'œil, les deux portions de celle qui est vue dans l'angle opposé aux deux miroirs appartiennent toujours à deux images différentes, mais qui se raccordent parfaitement.

Pour l'étude expérimentale de ces phénomènes, j'emploie un système de deux miroirs plans verticaux à charnière, construit par M. Ducretet et muni d'un arc divisé qui permet de mesurer leur écartement, et je place entre ces deux miroirs et tangentiellement à leur surface un disque de carton horizontal dont l'une des moitiés est verte et l'autre rose. En faisant varier l'angle des deux miroirs, on voit d'abord évidemment que le nombre des images augmente quand l'angle devient plus petit (*fig.* 2), puisqu'elles sont disposées tangentiellement les unes aux autres sur une circonférence dont le

rayon est d'autant plus grand que l'angle AOB est plus petit. En donnant successivement à l'angle des miroirs les valeurs 90°, 80°,

Fig. 2.



72°, 66°, 60° ou d'autres analogues, et en faisant dans chaque cas varier la position de l'œil, on peut vérifier aisément toutes les conséquences de la théorie.

MOYEN D'OBTENIR DES ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES COLORÉES;

PAR M. TEPLOFF.

(Extrait par M. Mascart.)

L'Exposition universelle de 1878 renfermait, dans la section russe, une machine électrophorique très-curieuse de M. Teploff, et quelques visiteurs ont pu être assez heureux pour voir et entendre les belles étincelles que l'on tirait de cet appareil. M. Teploff a légué sa machine au cabinet de Physique du Collége de France. Nous dirons quelques mots sur l'emploi que fait M. Teploff de conducteurs médiocres pour obtenir des étincelles de différentes couleurs.

Dans les machines à petit développement de conducteurs, comme celle de Holtz, on a l'habitude d'ajouter aux électrodes des condensateurs de dimensions variables qui augmentent leurs capacités, rendent les étincelles plus rares et plus puissantes, et contribuent à maintenir les peignes amorcés.

Le plus souvent, on se sert seulement de deux bouteilles réunies en cascade, et il y a dans cette disposition un certain nombre de communications que l'on peut énumérer ainsi.

1° Conducteurs pour relier les armatures internes des bouteilles avec les électrodes;

2° Armatures internes des bouteilles;

3° Armatures externes;

4° Communication des armatures externes.

Les conducteurs 1 et 4 peuvent être remplacés par des corps présentant une grande résistance au passage de l'électricité, tels que des bandes de papier peint, surtout de papier peint au noir de fumée, de longueur et de largeur variables, des cordes plus ou moins mouillées, des tubes remplis de liquide, des mèches de coton humide placées dans des tubes de verre, etc. Pour la dernière communication, en particulier, une disposition très-simple consiste à employer deux plaques de plomb, reliées aux armatures par des fils de cuivre recouverts de gutta-percha, et à poser ces plaques, à une certaine distance l'une de l'autre, sur une bande de papier. Pour remplacer l'armature interne des bouteilles, on peut employer un liquide ou simplement mouiller les parois du vase. Enfin, il suffit de placer la bouteille dans un vase cylindrique renfermant de l'eau pour que l'armature externe soit elle-même liquide.

Si la cascade est formée par quatre bouteilles réunies deux à deux, on peut joindre, par une bande de papier ou un conducteur médiocre quelconque, les armatures extérieures de chaque paire de bouteilles et former la réunion des armatures extérieures de chaque groupe avec l'autre, du groupe positif avec le groupe négatif, par un conducteur médiocre.

On dispose ainsi d'une foule de moyens pour distribuer les résistances en différents points du circuit total, et les apparences que l'on obtient sont extrêmement variées.

D'abord les étincelles, tout en conservant la même longueur au moins qu'avec les communications conductrices, deviennent moins puissantes, plus molles, pour ainsi dire; le bruit est moins déchirant, mais plus bref, et il semble, dans certain cas, que la décharge s'arrête avant d'être achevée.

Ce qui paraît remarquable surtout, c'est la couleur des étincelles. Des expériences de ce genre ne comportent pas une description exacte, puisque la disposition des appareils dépend des dimensions et de la nature des substances employées, ainsi que de l'état hygrométrique de l'air; mais les étincelles présentent très-

nettement, suivant les cas, des teintes appartenant à toutes les couleurs du spectre solaire. On obtient aussi des étincelles dont la couleur est rouge, orangée, jaune foncé, paille verdâtre. Les étincelles de couleur rouge, indigo et violette paraissent s'émietter en filets plus minces; celles d'un vert vif sont très-difficiles à produire.

Un moyen très-commode d'apprécier la conductibilité des bandes de papier est de les tenir à la main par un bout, de mettre l'autre bout en contact avec l'une des bouteilles d'une machine en activité, et de diminuer peu à peu la longueur de la bande jusqu'à ce que l'on ressente une commotion à chaque décharge de la machine.

Les physiciens qui auront la curiosité de répéter les expériences de M. Teploff seront bien dédommagés de leur peine par la beauté des phénomènes et une variété presque illimitée dans la forme, la couleur et le bruit des décharges qui ont lieu, soit dans l'air, soit même le long des substances à conductibilité médiocre qui servent pour établir les communications. Ces apparences correspondent à une diminution manifeste dans l'énergie de la décharge; mais les particularités des étincelles sont évidemment trop complexes pour qu'il soit possible d'en aborder l'explication dans l'état actuel de la Science.

A. WINKELMANN. — Ueber die Abweichung einiger Gase vom Boyle'schen Gesetze bei 0° und 100° (Sur l'écart de la loi de Mariotte chez quelques gaz à 0° et à 100°); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 92; 1878.

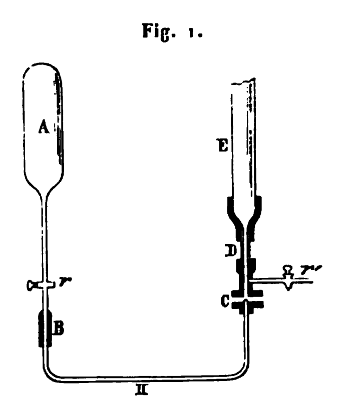
Regnault a déterminé pour quelques gaz les écarts de la loi de Mariotte à des températures voisines de la température ambiante (4° à 8°). Son appareil ne permettait pas d'opérer à zéro ni à des températures élevées. Il a bien pu, au moyen des ballons à densités, mesurer à 100° l'écart relatif à l'acide carbonique, mais ce procédé indirect n'est pas facile à employer pour tous les gaz et il nécessite un appareillage compliqué et dispendieux.

L'auteur emploie l'appareil représenté ci-contre dans ses parties essentielles.

AA, cylindre en verre tubulé (hauteur, $0^m,11$; diamètre, $0^m,03$) ;
r, robinet de verre ;
B, virole métallique servant à unir le prolongement de A avec
H, tube de verre deux fois recourbé ;
C, virole métallique double, se serrant par un collier à vis non représenté avec interposition d'une rondelle mince de caoutchouc ;
r', robinet latéral ;
D, tube de verre mastiqué sur C et sur la virole terminant le tube plus large EE, ouvert à sa partie supérieure. Sur D est marqué un trait de repère.

Le cylindre AA est rempli de gaz pur (avant d'être scellé en B avec le reste de l'appareil) au moyen d'une pompe à mercure. Le robinet *r* étant fermé, on mastique la jonction B. On remplit

Fig. 1.



de mercure très-exactement l'espace compris entre le robinet *r* et l'extrémité effilée du tube H en C. On installe ensuite les tubes EE, D en serrant le collier à vis sur C, et l'on verse en E assez de mercure (*r'* étant fermé) pour que le mercure affleure en D au trait de repère ou très-peu au-dessous.

Le réservoir AA est installé (comme dans les expériences de Regnault sur la dilatation des gaz) dans un vase contenant de la glace fondante ou entouré d'une étuve à vapeur à double enveloppe, suivant que l'on opère à zéro ou à 100°.

L'appareil est prêt à servir. On verse dans le tube EE un poids

connu q_1 gr de mercure. Le robinet r étant ouvert, du mercure pénètre dans le cylindre AA. On attend quelques instants, puis le robinet r est fermé et le baromètre observé. Le vase à glace (ou l'étuve à vapeur) est enlevé et le cylindre AA prend la température ambiante. On mesure au cathétomètre la différence des niveaux du mercure en AA et en EE. Ensuite on laisse couler dans une capsule, par le robinet r', assez de mercure pour que le niveau s'abaisse en D jusqu'au trait ou très-peu au-dessous : soit q_2 gr le poids de mercure écoulé.

Avec les données précédentes et quelques mesures préliminaires, il est facile de calculer les volumes et les pressions de la masse de gaz renfermée en A. Supposons d'abord une expérience faite sur le gaz à zéro.

On a mesuré à l'avance le poids du mercure qui remplirait à zéro le cylindre AA jusqu'au robinet r, soit Q gr.

Le tube D a été calibré au-dessous du trait; on sait qu'il contient K gr de mercure pour 1 mm de longueur.

Il est évident que, si le mercure affleurait exactement au trait marqué sur D au commencement et à la fin de l'expérience, la quantité de mercure qui a pénétré en AA serait représentée par $q_1 - q_2$; mais, si le sommet du mercure est au-dessous dans les deux cas, à des distances a_1 et a_2 du trait (distances relevées au cathétomètre), l'expression précédente deviendra

$$(q_1 - a_1 K) - (q_2 - a_2 K).$$

Le volume du gaz comprimé en A sera donc

$$\left\{ Q - [(q_1 - a_1 K) - (q_2 - a_2 K)] \right\} \frac{1}{s},$$

s étant la densité du mercure à zéro.

L'auteur indique deux causes d'erreur : d'abord, le mercure entré par le robinet r ne prend pas la température zéro dans toute sa masse, ce que le calcul suppose; de plus, le mercure contenu dans le tube H devrait garder une température constante, ce qui n'est pas certain. Mais l'auteur prouve que la somme des erreurs possibles ne peut pas dépasser le $\frac{1}{32000}$ du volume à mesurer.

Si l'on opérait sur le gaz à la température T de la vapeur bouil-

lante, on aurait de même pour le volume du gaz comprimé

$$\left\{ Q(1+\beta T) - [(q_1 - a_1 K) - (q_2 - a_2 K)](1+\gamma T) \right\} \frac{1}{s},$$

β étant le coefficient de dilatation du verre, γ celui du mercure.

La somme des erreurs possibles ne serait pas, d'après l'auteur, supérieure au $\frac{1}{10700}$ du volume à mesurer.

On a, dans les dernières séries d'expériences, mesuré le volume du gaz plus directement, par la pesée du mercure entré en AA, et il est à remarquer que, pour les volumes les plus petits, il est important d'avoir ainsi une méthode d'une exactitude irréprochable.

La mesure des pressions n'offre rien de particulier; il faut seulement faire une légère correction, due à la tension de la vapeur de mercure, quand on opère à 100°.

L'auteur n'a fait d'expériences que sur l'éthylène C^4H^4; les résultats sont consignés dans les deux Tableaux suivants. A chaque numéro d'expérience correspondent les deux états *a* et *b* de la même masse de gaz. La colonne des volumes renferme, non les volumes absolus, mais ces volumes multipliés par la densité du mercure à zéro. Pour les expressions $\frac{P_a V_a}{P_b V_b}$, on a combiné les résultats obtenus dans les états *a* et *b*, en mettant en dénominateur le produit dans lequel la pression est la plus petite.

TABLEAU I. — *Expériences à 0°.*

Numéros des expér.	Volumes.	Pressions en millimètres.	$\frac{P_a V_a}{P_b V_b}$.	Numéros des expér.	Volumes.	Pressions en millimètres.	$\frac{P_a V_a}{P_b V_b}$.
1. *a*	788,000	731,94	—	6. *a*	576,053	714,29	—
b	407,717	1406,97	1,00545	*b*	287,297	1424,55	1,00537
2. *a*	788,000	748,70	—	7. *a*	576,053	714,29	—
b	411,827	1424,92	1,00538	*b*	276,091	1481,61	1,00589
3. *a*	788,000	735,93	—	8. *a*	576,053	714,29	—
b	407,433	1415,37	1,00563	*b*	196,940	2067,82	1,01039
4. *a*	788,000	735,61	—	9. *a*	576,053	714,29	—
b	407,272	1415,78	1,00529	*b*	197,007	2067,95	1,00965
5. *a*	575,980	724,23	—	10. *a*	575,980	724,23	—
b	290,505	1428,31	1,00533	*b*	198,660	2078,45	1,01026

Tableau II. — *Expériences vers 100°.*

Numéros des expér.	Volumes.	Pressions en millim.	Tempér.	$\frac{P_a V_a}{P_b V_b}$.	Numéros des expér.	Volumes.	Pressions en millim.	Tempér.	$\frac{P_a V_a}{P_b V_b}$.
11. *a*	764,445	746,65	99,537	—	14. *a*	764,445	746,65	99,537	—
b	392,239	1451,32	—	1,00265	*b*	272,851	2083,93	—	1,00381
12. *a*	764,445	746,65	99,537	—	15. *a*	764,445	746,65	99,537	—
b	392,051	1451,79	—	1,00281	*b*	272,813	2084,40	—	1,00373
13. *a*	767,070	733,52	99,181	—	16. *a*	766,070	733,52	99,181	—
b	385,161	1456,69	—	1,00285	*b*	269,615	2078,02	—	1,00428
					17. *a*	766,070	733,52	99,181	—
					b	269,594	2078,22	—	1,00426

Dans ce dernier Tableau, toutes les températures ont été ramenées à deux des valeurs observées, en effectuant une légère correction sur les volumes.

L'auteur a calculé, d'après ces résultats, deux formules empiriques représentant l'écart de la loi de Mariotte pour l'éthylène à zéro et à 100° sur le type connu

$$\frac{V_0\,0,76}{V\,P} = 1 + a(P - 0,76) + b(P - 0,76)^2;$$

a et b sont des constantes, V_0 le volume du gaz à la pression 0,76, V le volume actuel et P la pression actuelle (en mètres de mercure).

Il a trouvé pour la température zéro

$$\frac{V_0\,0,76}{VP} = 1 + 0,008235(P - 0,76) - 0,0006118(P - 0,76)^2$$

et pour la température 100°

$$\frac{V_0\,0,76}{VP} = 1 + 0,004862(P - 0,76) - 0,001490(P - 0,76)^2.$$

A. Laviéville.

Alex. NAUMANN. — Nouvelle méthode pour déterminer le poids moléculaire; ***Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft,*** **1877, X° année, n° 19.**

(Extrait par M. Ch. Baye.)

Quand on distille, par introduction de vapeur d'eau, des substances qui ne se mélangent pas avec l'eau, les éléments du liquide distillé sont dans un rapport en poids constant si la température d'ébullition est constante ([1]).

J'ai constaté que *la proportion entre les deux éléments de liquide qui passent à la distillation, exprimée en poids moléculaires, est égale à la proportion entre les tensions de vapeur des deux éléments du mélange à la température d'ébullition mesurée dans le mélange gazeux*. Soient

g le poids de l'un des éléments du liquide distillé;
m son poids moléculaire;
p sa tension de vapeur à la température t du mélange;

Soient, en outre :

G le poids de l'autre élément du liquide distillé;
M son poids moléculaire;
P sa tension de vapeur prise également à la température d'ébullition du mélange gazeux.

Dans ces conditions,

$$\frac{\frac{g}{m}}{\frac{G}{M}}=\frac{p}{P}. \tag{1}$$

Le Tableau suivant donne les valeurs moyennes pour chaque mélange. Les deux dernières colonnes confirment la loi exprimée. Quelques-unes des tensions de vapeur employées pour le calcul des valeurs de la dernière colonne ont été empruntées aux observations de Regnault : ce sont les tensions de vapeur de l'eau ([2]), de

([1]) *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft*, t. X, p. 1421, 1819, 2014.
([2]) *Mémoires de l'Académie*, t. XXI, p. 624-633; 1847.

la benzine ([1]), de l'essence de térébenthine ([2]), du tétrachlorure de carbone ([3]) et du bromure d'éthyle ([4]). D'autres proviennent de déterminations personnelles : ce sont les tensions de vapeur du toluol, de la nitrobenzine, du benzoate d'éthyle et de la naphtaline.

Distillation par introduction de vapeur d'eau.

SUBSTANCE.	FORMULE MOLÉCULAIRE.	DENSITÉ.	TEMPÉRAT. D'ÉBULLITION de la substance seule (sans correction).	du mélange des liquides.	du mélange des vapeurs.	HAUTEUR du baromètre.	RAPPORT en poids moléculaires entre l'eau et la substance dans le liquide distillé $\frac{g}{m} : \frac{G}{M}$.	RAPPORT entre la tension de vapeur de l'eau et de celle de la substance à la température du mélange des vapeurs $p : P$.
Benzol	C^6H^6	0,8773	79°,5	68°,5	69°,1	742 mm	0,41	0,42
Toluol	C^7H^8	0,8657	108,5	82,4	84	752	1,27	1,26
Essence de térébenthine	$C^{10}H^{16}$	0,8827	160	93,2	94,8	745,5	6,6	5,83
Tétrachlorure de carbone	CCl^4	1,599	76,1	65,7	66,7	747	0,36	0,36
Nitrobenzine	$C^6H^5NO^2$	1,2060	208	98,6	99	753	38,5	33,3
Bromure d'éthyle	C^2H^5Br	1,4069	72	37,0	37	741	0,064	0,065
Benzoate d'éthyle	$C^2H^5C^7H^5O^2$	1,048	213	98,7	99,1	751	49,91	45,99
Naphtaline	$C^{10}H^8$		218	97,4	98,8	750	38,98	36,4

De l'équation (1) on tire le poids moléculaire M :

$$M = \frac{mGp}{gP}. \qquad (2)$$

Si l'un des corps est l'eau, $m = 18$; on trouve p dans le Tableau des tensions de la vapeur d'eau dressé par Regnault; g et G sont les poids de l'eau et du corps en question dans le liquide distillé; en outre, $P = b - p$ (b, pression barométrique).

Proposons-nous, par exemple, de déterminer le poids molécu-

([1]) *Mémoires de l'Académie*, t. XXVI, p. 423; 1862.

([2]) *Ibid.*, p. 501.

([3]) *Ibid.*, p. 434.

([4]) *Ibid.*, p. 453.

laire de la naphtaline d'après la méthode de la distillation dans la vapeur d'eau. $49^{gr},4$ d'eau et $8^{gr},9$ de naphtaline ont distillé à $98^{\circ},2$ (corr.), la pression barométrique étant de 733^{mm}. Pour $t = 98^{\circ},2$, la tension de la vapeur d'eau $p = 712^{mm},4$; par conséquent, la tension de la vapeur de naphtaline

$$P = b - p = 733 - 712,4 = 20^{mm},6;$$

le poids moléculaire de l'eau est $m = 18$. Si l'on introduit ces valeurs dans l'équation (2), on a, pour le poids moléculaire de la naphtaline,

$$M = \frac{18 \times 8,9 \times 712,4}{49,4 \times 20,6} = 113.$$

A la formule $C^{10}H^{8}$ correspond le poids moléculaire 128. C'est 128, et non le double de ce nombre, qu'il faut considérer comme le poids moléculaire de la naphtaline; le nombre trouvé, 113, ne laisse aucun doute à cet égard. J'ai autrefois déterminé directement la tension de vapeur de la naphtaline ([1]); elle est de 20^{mm} environ pour la température précédente; elle donnerait donc le même résultat que la tension $20^{mm},6$ déduite de l'essai par distillation dont je viens de parler. A la température de l'expérience (100° environ), la détermination de la densité de vapeur de la naphtaline par le procédé de Hofmann serait absolument inexécutable, car c'est à peine si, dans les conditions les plus favorables, on pourrait employer quelques dixièmes de milligramme de substance.

IL NUOVO CIMENTO.

Tomes III et IV. — Année 1878.

A. ROITI. — La viscosité et l'élasticité subséquente des liquides, t. III, p. 5-49.

C. MARANGONI. — Défense de la théorie de l'élasticité superficielle des liquides, plasticité superficielle, p. 50-68, 97-115, 192-212.

On a mentionné dans ce Journal (t. II, p. 77) les expériences

([1]) *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft*, t. IV, p. 647.

desquelles M. Plateau avait cru pouvoir conclure que la surface d'un liquide possède une viscosité propre, plus grande ou plus petite que celle de l'intérieur. On peut les résumer en disant que le mouvement que prend sous l'action de la Terre une aiguille aimantée écartée de sa position d'équilibre et placée sur la surface d'un liquide est tantôt plus lent, tantôt plus rapide que lorsqu'elle est complétement immergée et rencontre des résistances sur ses deux faces.

M. Marangoni, rejetant après M. Luvini l'explication de M. Plateau, attribuait l'effet observé, d'abord à des déformations dans les ménisques à l'avant et à l'arrière de l'aiguille, et surtout à cette circonstance que l'aiguille laisse à nu, sur les points qu'elle quitte, des surfaces fraîches de liquide, douées comme on sait, en général, d'une tension plus forte que celles qui ont séjourné quelque temps à l'air. Il y a donc à l'arrière une résistance élastique, et cela suffit pour expliquer le cas où le mouvement est plus lent à la surface qu'à l'intérieur, car, pour l'autre, il s'explique de lui-même.

Cette interprétation a été contredite par M. Plateau, mais M. Marangoni y revient et la défend, selon nous, victorieusement. Il donne de nouvelles preuves de cette sorte d'élasticité superficielle que le mouvement d'un corps solide détermine dans un liquide, et qu'il considère comme représentant la différence des tensions superficielles à l'arrière et à l'avant. Il la mesure même à l'aide d'une petite balance appropriée à cet usage. Il trouve que pour le plomb fondu et recouvert d'une couche d'oxyde, pour le mercure amalgamé avec du zinc ou traité par le sublimé corrosif, cette élasticité superficielle a une valeur voisine de la tension superficielle du liquide, ce qui signifie que dans ces cas la tension superficielle à l'avant sur les portions recouvertes d'un voile d'oxyde est très-faible ou nulle. Si par un moyen quelconque on fait disparaître le voile d'oxyde, l'égalité des tensions se rétablit et l'élasticité superficielle devient à son tour négligeable. Dans les solutions de saponine, l'élasticité superficielle augmente lorsque la surface reste exposée à l'air et devient très-faible après des filtrations répétées.

Quelques mots d'explication sont ici nécessaires. Il est clair que le plomb fondu et recouvert d'une couche d'oxyde ne peut être

considéré comme présentant une surface douée de *tension*, au sens que l'on donne à ce mot dans les liquides. On a affaire à une couche plus ou moins solide, c'est-à-dire dans laquelle deux surfaces élémentaires en contact peuvent rester en équilibre sans que la résultante des forces qui s'exercent sur elles leur soit nécessairement normale. Il suffit que les composantes suivant la face commune des forces agissantes soient insuffisantes à faire glisser les deux surfaces l'une contre l'autre.

Lorsque l'on fait mouvoir un corps solide à la surface du plomb fondu, une adhérence s'établit entre ce corps et la couche solide superficielle, qui, à son tour, se rattache directement au liquide par une série de transitions insensibles. Si donc, en faisant mouvoir le corps solide, on tire cette couche, la résistance que l'on rencontre aussitôt qu'elle est brisée, l'élasticité superficielle mise en jeu, n'est autre chose que la tension superficielle des couches liquides fraîchement mises à nu.

Pour le mercure recouvert d'une couche d'oxyde de zinc ou de calomel, il en est à peu près de même. Mais ce à quoi on n'avait pas le droit de s'attendre, c'est que vingt-quatre heures de repos à l'air suffisent à douer la surface du mercure d'une forte élasticité superficielle.

Au-dessous du mercure viennent se placer les solutions de saponine, à la surface desquelles existe une couche que l'on n'a vraiment pas non plus le droit d'appeler liquide. C'est ce que M. Marangoni prouve parfaitement. Il superpose, par exemple, les unes au-dessus des autres et en forme de tour, des séries de bulles de solution de saponine. Il est évident que dans cet assemblage irrégulier il doit y avoir en quelque point une tendance au glissement que rien n'empêcherait de se satisfaire si les surfaces sur lesquelles elle se produit étaient de vraies surfaces liquides. De même, une bulle de saponine qui se dégonfle ne reste pas sphérique comme une bulle d'eau de savon, mais prend peu à peu l'aspect plissé d'une bourse vide. Pour la saponine comme pour le mercure, l'élasticité superficielle croît avec le temps; mais ce qu'il y a de curieux, c'est que la solidification ne résulte pas seulement d'un long séjour à l'air, mais peut au moins, dans les lames minces, être assez rapide pour qu'on ait le droit de la considérer comme provenant d'un simple arrangement moléculaire. Ainsi, une bulle

de dissolution de saponine, sur laquelle on souffle latéralement pendant qu'on la gonfle, tourne avec la plus grande facilité autour de l'axe du tube qui la porte. Si l'on cesse de gonfler, elle devient subitement immobile sous le souffle, et, pour la faire tourner, il faut faire tourner le tube, auquel elle semble alors soudée.

Pour les dissolutions de savon, il peut intervenir des phénomènes de décomposition par l'acide carbonique de l'air qui n'existent pour aucun des liquides étudiés jusqu'ici et qui jouent certainement un rôle dans les phénomènes présentés par les lames ou les bulles de savon. Mais il y a, en outre, quoique à un degré moindre, quelques-unes des propriétés des solutions de saponine. C'est le liquide qui se prête le mieux à la formation de grosses bulles ou de longues lames planes. M. Marangoni a obtenu des lames verticales d'une longueur de $3^m,60$, et il fait remarquer que cela ne peut avoir lieu sans que la tension élastique aille en croissant de bas en haut dans une proportion notable. Il est difficile de concilier cette inégalité évidente avec l'idée de la tension superficielle dans un vrai liquide, tension nécessairement constante en tous les points.

De là résulte la conclusion suivante, qui peut, au premier abord, paraître singulière : c'est que les liquides qui servent le plus facilement et le plus communément à mettre en évidence les effets de la tension ne sont pas ceux qui possèdent cette qualité dans toute son essence. De là encore cette conclusion que, par suite de la différence qui existe entre eux et les vrais liquides, ils ne se prêtent pas plus aux moyens de mesure employés pour les liquides vrais que ceux-ci, que l'on ne peut ni gonfler en bulles ni étirer en lames, ne se prêtent aux moyens de mesure employés pour les dissolutions saponinées ou savonneuses. C'est dans cette cause plutôt que dans une variation de température résultant de l'augmentation de l'énergie potentielle de la masse liquide, variation qui ne peut être qu'infiniment faible et infiniment peu active, qu'il faut chercher l'explication des désaccords souvent observés dans la mesure des tensions par divers procédés.

Enfin, l'eau ordinaire peut devenir à son tour le siége de phénomènes analogues à ceux que nous venons d'étudier. Couverte d'une couche très-légère de poudre de lycopode, elle présente une élasticité superficielle qui, d'abord faible, va en croissant de plus

en plus, au fur et à mesure que les grains se mouillent mieux et forment un feutrage plus serré. Quand cette couche superficielle est formée, elle rappelle tout à fait les voiles d'oxyde formés sur le mercure. Il est évident qu'il doit se former une couche pareille sur l'eau exposée à l'air, soit par suite de l'évaporation à la surface et du résidu qu'elle laisse si l'on n'a pas employé de l'eau distillée, soit par suite de la chute des poussières de l'air. C'est à la formation de cette couche qu'il faut attribuer les résultats observés par M. Roiti dans le Mémoire dont le titre est rappelé plus haut. M. Roiti prouve avec netteté que la couche superficielle de l'eau qui a séjourné à l'air possède cette sorte d'élasticité appelée *subséquente* que présentent certains corps solides, et que l'on a voulu, à tort je crois, séparer des phénomènes d'élasticité normale, si tant est qu'il y ait une catégorie de faits qu'on ait le droit de ranger exclusivement sous ce nom. Cette élasticité subséquente consiste en ceci, que certains solides ont la propriété de n'obéir à une action déformatrice ou de ne revenir ensuite à leur position d'équilibre qu'au bout d'un temps plus ou moins long, qui peut durer des semaines ou même des mois. En Physique au moins, le temps n'est pas une force.

DUCLAUX.

(*A suivre.*)

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVI. — Janvier 1879.

ANTOINE BRÉGUET. — *Recherches sur la théorie de la machine Gramme, sur la cause de la position dissymétrique des frotteurs et, incidemment, études des écrans magnétiques*, p. 5.

EDLUND. — *Recherches sur l'induction unipolaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréale*, p. 49.

J.-N. LOCKYER. — *Recherches sur les rapports de l'analyse spectrale avec le spectre du Soleil*, p. 107.

RECHERCHES SUR L'ABSORPTION DES RAYONS ULTRA-VIOLETS PAR DIVERSES SUBSTANCES ;

PAR M. J.-L. SORET (¹).

(EXTRAIT PAR L'AUTEUR.)

L'analyse spectrale par absorption, qui a rendu déjà de si grands services à la Chimie, a presque toujours été limitée à la partie visible du spectre. En l'étendant à la partie ultra-violette, on arriverait sans aucun doute à des résultats importants. Les recherches qui jusqu'ici ont été faites dans cette direction sont peu nombreuses; cependant, à côté de faits épars dans divers Ouvrages, on doit à M. Ed. Becquerel (²), à M. Stokes (³) et à M. Miller (⁴) de beaux travaux sur l'absorption de ces rayons.

L'emploi du spectroscope à oculaire fluorescent que j'ai précédemment décrit (⁵) facilite énormément ce genre d'observations et permet d'opérer sur le spectre ultra-violet dans toute son étendue avec presque autant de facilité qu'on peut le faire pour les rayons visibles. Il suffit d'être muni d'un instrument à lentilles et prisme de quartz et d'un bon appareil d'induction pour pouvoir étudier, au point de vue de l'absorption, cette multitude de corps qui sont *incolores,* dans le sens ordinaire de ce mot, mais dont la plupart sont *chroïques,* c'est-à-dire interceptent une partie des rayons invisibles. On sait que la partie directement visible du spectre comprend des radiations dont les longueurs d'onde varient dans le rapport de deux à un environ; le rapport est à peu près le même pour les limites des rayons ultra-violets : donc, en les utilisant, on double le champ de l'analyse spectrale.

(¹) *Archives des Sciences physiques et naturelles,* t. LXI, p. 322, et t. LXIII, p. 89; 1878.

(²) *Effets produits sur les corps par les rayons solaires* (*Annales de Chimie et de Physique,* t. IX, p. 257; 1843).

(³) *On the long spectrum of electrical light* (*Philosophical Transactions,* p. 599; 1862).

(⁴) *On the photographic transparency of various bodies,* etc. (*Philosophical Transactions,* p. 861; 1862).

(⁵) Voir *Journal de Physique,* t. III, p. 253, et t. VI, p. 161.

C'est là ce qui m'a engagé à entreprendre quelques recherches sur l'absorption de diverses substances. Mes observations, pour la plupart, ont porté sur des corps à l'état liquide.

Le plus souvent j'ai pris les étincelles d'induction comme source de lumière, mais quelquefois aussi j'ai employé les rayons solaires ou l'arc voltaïque. Dans quelques cas, je ne me suis pas restreint aux seuls rayons ultra-violets et j'ai été conduit à examiner le spectre d'absorption dans la partie visible.

Méthode expérimentale. — Le spectre, d'une manière générale, peut être divisé en cinq parties pour lesquelles les méthodes d'observation sont différentes :

1° Le *rouge extrême,* depuis les rayons visibles les moins réfrangibles jusqu'à la raie solaire *a*; cette portion du spectre, qui n'est guère visible avec la lumière du gaz, peut être facilement étudiée à la lumière solaire en plaçant devant la fente du spectroscope à oculaire ordinaire un verre bleu de cobalt qui facilite beaucoup l'observation.

2° La *partie moyenne des rayons visibles,* allant de *a* à G, pour laquelle la lumière du gaz est d'un emploi commode, en sorte que c'est cette partie qui, en général, a été la plus complétement étudiée et celle, par suite, qui m'a fourni le moins de faits nouveaux.

3° Le *violet,* de G à H, qui se voit fort mal à la lumière du gaz, mais qu'il est facile d'étudier à la lumière électrique ou à la lumière solaire en plaçant un verre bleu devant la fente du spectroscope et en employant soit l'oculaire ordinaire, soit l'oculaire fluorescent (lame de verre d'urane ou esculine ammoniacale).

4° Le spectre *ultra-violet solaire,* de H à R, observé avec un spectroscope à lentilles de quartz, prisme de spath d'Islande et oculaire fluorescent (lame d'esculine en dissolution aqueuse de H à O et de verre d'urane de O à R).

5° Enfin le spectre *ultra-violet extrême,* qui doit être étudié en prenant l'étincelle d'induction comme source de lumière. J'ai employé dans ce but un appareil de Ruhmkorff excité par une machine dynamo-électrique; une ou plusieurs bouteilles de Leyde sont reliées aux pôles du fil induit. J'ai opéré avec divers spectres métalliques en faisant varier, suivant les cas, les électrodes entre lesquelles jaillissent les étincelles. Je me suis principalement servi :

a. De deux électrodes de cadmium, métal dont M. Mascart a déterminé les longueurs d'onde pour les raies principales;

b. D'une électrode de cadmium avec une électrode de zinc; on augmente ainsi le nombre des raies brillantes, et en particulier on obtient trois raies plus réfrangibles que celles du cadmium;

c. D'une électrode de fer avec une électrode de cadmium; la multitude des raies du fer forme un spectre presque continu et très-étendu, sur lequel se détachent les raies plus éclatantes du cadmium;

d. D'électrodes en aluminium qui donnent des raies plus réfrangibles encore que celles du zinc; seulement ces raies, et surtout la dernière, sont près de la limite de transparence du quartz et ne peuvent pas souvent être utilisées.

Le support qui porte les électrodes est placé sur un banc d'optique; il est doué de divers mouvements permettant de modifier la position des étincelles et l'écartement des électrodes. Un autre support placé aussi sur le banc d'optique porte une lentille en quartz à très-court foyer qui concentre les rayons sur la fente du spectroscope; on fait varier la distance de cette lentille de manière à obtenir le maximum de lumière pour les raies que l'on observe.

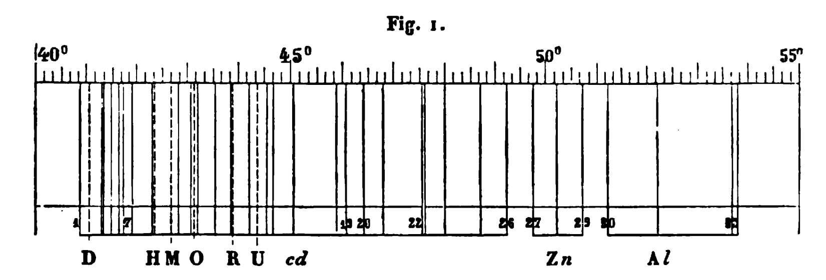
Pour préciser les diverses parties du spectre transmises ou absorbées, le mieux serait d'indiquer les longueurs d'ondulation correspondantes; mais cette donnée fait jusqu'ici défaut pour les raies les plus réfrangibles du cadmium, du zinc et de l'aluminium. Je me bornerai donc le plus souvent à désigner les diverses parties du spectre par des raies numérotées de 1 à 32. Les 25 premiers de ces numéros sont ceux que M. Mascart a assignés aux principales raies du cadmium; la 26ᵉ raie appartient aussi au cadmium, mais elle n'a pas été mesurée par M. Mascart. Les raies 27, 28 et 29 sont les trois dernières du zinc; les raies 30, 31 et 32 (celle-ci double) sont les trois dernières de l'aluminium.

Les raies 1 à 7 sont lumineuses; la 8ᵉ, qui est mal définie et qui est probablement une raie de l'air, est à la limite qui sépare le visible de l'ultra-violet; elle est un peu moins réfrangible que H du spectre solaire. Les raies 19 et 20 sont, je crois, des raies du zinc plutôt que du cadmium. Les raies 22 et 23 sont très-rapprochées l'une de l'autre.

La figure ci-dessous donne le dessin schématique de ces raies pour la partie violette et ultra-violette; l'angle de déviation (au minimum) pour un prisme de quartz de 60° est indiqué au-dessus du dessin, à l'échelle de 12^{mm} pour 1°. La position de quelques raies solaires est aussi tracée.

Je me suis servi de deux spectroscopes, différant par leurs dimensions, munis tous deux de lentilles de quartz et d'un prisme de spath d'Islande ou de quartz. On doit modifier considérablement le tirage du collimateur et de la lunette suivant la réfrangibilité des raies que l'on observe.

Fig. 1.



Dans certains cas, il est préférable de supprimer le collimateur et la lentille de concentration à court foyer, puis de placer les étincelles à une distance de $1^{m},5$ à 2^{m} du prisme. Le spectre se compose alors d'images successives de l'étincelle, petites et très-nettes.

Comme lame fluorescente placée dans l'oculaire, je me suis habituellement servi d'une couche d'esculine en dissolution dans l'eau, comprise entre une lame de quartz du côté où arrive la lumière et une lame de verre du côté oculaire. Dans ces conditions, la fluorescence est sensiblement plus intense qu'avec le verre d'urane.

Le corps dont on veut observer l'absorption est placé devant la fente du spectroscope, ou près des étincelles si l'on supprime le collimateur. Pour les liquides j'ai employé : 1° une auge formée dans une plaque de verre épais, fermée par deux lames de quartz ajustées par pression sans aucun mastic; l'auge est facile à nettoyer; la couche liquide a $0^{m},01$ d'épaisseur; 2° un tube de verre de $0^{m},10$ de longueur, fermé aux deux bouts par deux lames de quartz, ajustées aussi par pression sans mastic; 3° un

grand tube de verre de $1^m,16$ de longueur, portant à ses extrémités des plaques de laiton percées d'un trou, sur lesquelles on a collé des lames de quartz avec du baume du Canada; 4° quelquefois, lorsque j'opérais sur des rayons dont la réfrangibilité ne dépassait pas celle de la raie solaire R, j'ai placé les liqueurs dans de simples tubes d'essai en verre mince; 5° enfin, lorsqu'on peut disposer d'une quantité suffisante de liquide, il y a grand avantage à employer un appareil permettant de faire varier l'épaisseur de la couche (colorimètre à lame de quartz); le spectroscope est alors placé de manière que le collimateur soit vertical, la fente tournée en bas.

Transparence des substances entrant dans la construction des appareils, ainsi que des principaux dissolvants.

Quartz. — M. Stokes a observé que le quartz, le corps le plus transparent connu pour les radiations de haute réfrangibilité, exerce cependant une action absorbante sur la dernière raie double de l'aluminium (32).

Je ne puis que confirmer ce fait : dès que l'épaisseur du quartz interposé est un peu considérable, il devient impossible de distinguer cette raie. L'action absorbante s'étend d'ailleurs aux raies précédentes, même avec des échantillons d'une complète limpidité.

Les raies extrêmes de l'aluminium peuvent bien se distinguer en suivant le mode d'observation ordinaire, mais elles se voient plus facilement encore lorsqu'on supprime le collimateur du spectroscope et que l'on place l'étincelle à grande distance. Dans ces conditions, en effet, les rayons n'ont à traverser que le prisme et l'objectif de la lunette, c'est-à-dire le minimum d'épaisseur de quartz.

En plaçant alors sur leur route une lame de quartz de 10^{mm}, on peut encore distinguer la 32e raie; mais elle est déjà notablement affaiblie.

Elle est interceptée par un quartz de 30^{mm}; la raie 31 devient difficilement visible et la raie 30 est sensiblement affaiblie.

Avec un quartz de $40^{mm},5$ la raie 31 est très-difficile à distinguer.

Avec un canon de 60^{mm} de longueur, on observe un affaiblisse-

ment de plus en plus marqué sur les raies 27 à 30; les raies 31 et 32 ne se distinguent plus.

En plaçant à la suite l'un de l'autre les quartz de 60^{mm} et $40^{mm},5$, la raie 30 est interceptée et la raie 29 très-affaiblie; en ajoutant encore celui de 30^{mm}, la raie 29 est presque invisible.

Spath d'Islande. — Lorsqu'on remplace le prisme de quartz du spectroscope par un prisme de spath d'Islande taillé, les arêtes parallèles à l'axe, on observe que les raies extrêmes sont absorbées. Jusqu'à 25 le spectre est transmis sans affaiblissement sensible; mais la raie 26 est très-affaiblie. En faisant passer les rayons très-près de l'arête du prisme pour réduire l'épaisseur traversée au minimum, on arrive à distinguer 27.

L'observation de divers échantillons de spath très-pur, appartenant au cabinet de Physique de l'Université de Genève, a donné les résultats suivants, lorsqu'on les plaçait devant la fente du spectroscope à prisme de quartz.

Premier échantillon. — Épaisseur 32^{mm}, la raie 25 est très-visible, mais 26 est très-affaiblie; les suivantes, interceptées.

Deuxième échantillon. — Épaisseur, 55^{mm}; 25 est très-affaiblie; on ne peut pas distinguer 26 ni les raies suivantes.

Troisième échantillon. — Première direction : épaisseur, 65^{mm}; 25 est affaiblie; on distingue encore un peu 26 (cet échantillon est donc plus transparent que le précédent). Deuxième direction : épaisseur, 93^{mm}; 25, très-affaiblie; 26, très-difficile à apercevoir, est à l'extrême limite de visibilité.

Ces observations montrent que le spath possède une transparence moins étendue que celle du quartz. Cette substance ne peut être employée dans les instruments d'Optique quand on doit opérer sur des rayons dont la réfrangibilité dépasse celle des raies du cadmium.

Eau distillée. — On sait que l'eau, qui présente un intérêt particulier comme étant le dissolvant le plus fréquemment employé, se rapproche du quartz par sa transparence, sans l'égaler complétement au moins sous une faible épaisseur.

En plaçant de l'eau distillée parfaitement claire dans l'auge de $0^{m},01$ d'épaisseur, je n'ai jamais réussi à distinguer la raie 32, tandis qu'elle est encore perceptible lorsqu'on dispose à la suite l'une de l'autre cette auge vide et la lame de quartz de 10^{mm}.

Cependant, en observant des étincelles éloignées sans collimateur avec un prisme creux fermé par des lames de quartz et rempli d'eau distillée, on aperçoit cette raie extrême.

Sous une épaisseur de $0^m,10$, l'eau laisse passer sans affaiblissement sensible toutes les raies du cadmium et du zinc; on distingue facilement les raies de l'aluminium 30 et 31, qui sont affaiblies. Si l'on compare ce résultat avec celui du canon de cristal de roche de 60^{mm} cité plus haut, on doit en conclure que, si l'eau est moins transparente que le quartz sous une épaisseur de $0^m,01$, elle prend une supériorité marquée pour de plus grandes épaisseurs.

Avec une colonne d'eau distillée atteignant $1^m,16$ j'ai pu distinguer jusqu'à la 28e raie, quelques moments après que le liquide avait été introduit dans le tube. J'opérais sans collimateur et avec des étincelles éloignées. On a laissé cette eau séjourner dans le tube et, au bout de deux jours, on a observé une diminution de la transparence : la raie 26 était la dernière visible. Cinq jours plus tard, on ne distinguait plus que la raie 24. Il est à remarquer que les lames de quartz terminales n'étaient pas assez larges pour clore le tube et qu'on avait dû les fixer au baume de Canada sur des plaques en laiton. C'est peut-être le contact du métal et de l'eau qui a produit la détérioration de cette dernière.

Dans une seconde expérience faite en renouvelant l'eau, on a pu distinguer les raies 25 et 26, mais non 27 et 28, comme la première fois. L'eau était de la même provenance, mais elle avait été transvasée dans l'intervalle.

On voit combien les moindres causes d'impureté agissent sur la transparence quand l'épaisseur est très-grande.

La parfaite limpidité est d'ailleurs une condition essentielle pour la transmission des rayons extrêmes; des particules très-ténues en suspension, ne produisant pas un trouble appréciable pour l'œil à la lumière diffuse, suffisent pour exercer une action sensible.

L'eau non distillée présente une transparence très-variable, suivant sa pureté et sa limpidité.

L'eau de mer, sous une épaisseur de $0^m,01$, laisse passer jusqu'à la raie 26, en interceptant les suivantes. Placée dans le tube de $1^m,16$ et examinée à la lumière solaire, elle permet de distinguer la raie R.

La filtration sur du papier joseph altère la transparence de l'eau distillée pour les rayons très-réfrangibles, comme M. Stokes et M. Miller l'avaient déjà remarqué; mais cette influence n'est pas sensible si les filtres sont bien lavés à l'acide chlorhydrique étendu.

Alcool. — L'alcool absolu, sous une épaisseur de $0^m,01$, laisse passer les rayons jusqu'à la raie 26 (celle-ci, ainsi que 25, affaiblie); les suivantes sont interceptées. Avec l'alcool rectifié à 40°, sous une épaisseur de $0^m,01$, on distingue jusqu'à 28, sous $0^m,02$ jusqu'à 26, sous $0^m,03$ jusqu'à 24, sous $0^m,04$ jusqu'à 23, sous $0^m,07$ jusqu'à 20.

Je ne puis pas affirmer que cette absorption ne soit pas due à des impuretés; en effet, l'alcool méthylique et surtout l'alcool amylique, dont l'alcool ordinaire contient habituellement quelques traces, sont très-peu transparents pour les rayons très-réfrangibles.

Éther éthylique. — Sous une épaisseur de $0^m,01$ l'éther ordinaire intercepte les raies 20 et suivantes.

Résultats généraux.

Pour prendre un premier aperçu des faits, j'ai rapidement examiné le pouvoir absorbant d'un grand nombre de liquides sous une épaisseur de $0^m,01$; je ne reproduirai pas ici les résultats de cette série préliminaire d'observations, qui s'accordent en général avec celles de M. Miller. Comme lui, j'ai reconnu que l'acide chlorhydrique et les chlorures des métaux alcalins et alcalino-terreux, ainsi que l'acide sulfurique et les sulfates des mêmes bases, n'interceptent que les rayons extrêmes du spectre. Les autres acides et les autres bases ont des degrés très-divers de transparence, et, pour ce qui concerne les corps organiques, il serait prématuré de parler de règles générales.

J'ai ensuite étudié l'influence de l'épaisseur et de la concentration des dissolutions.

Si l'on augmente l'épaisseur de la couche que la lumière doit traverser, les rayons très-réfrangibles sont de plus en plus interceptés et le spectre diminue de longueur; mais il y a à cet égard des différences considérables entre les divers corps. Pour quel-

ques-uns, le pouvoir absorbant varie rapidement avec l'épaisseur; pour d'autres, le changement est très-lent. Il en résulte que souvent une substance qui est plus transparente qu'une autre sous une faible épaisseur est, au contraire, plus absorbante sous une épaisseur plus grande. Nous avons déjà cité un cas de cette inversion, celui du quartz comparé à l'eau. Un autre exemple remarquable est celui de l'acide azotique concentré, qui, entre des limites d'épaisseur très-écartées, laisse librement passer les rayons les moins réfrangibles jusqu'à la raie 11, en absorbant les suivantes; tandis que d'autres liquides, tels que l'acide sulfurique étendu, transmettent tout le spectre lorsque la couche est peu épaisse, mais l'interceptent autant que l'acide azotique lorsque l'épaisseur est grande.

Les variations de concentration des dissolutions jouent le même rôle que les variations d'épaisseur. A épaisseur égale et pour une même substance en dissolution, le spectre s'étend généralement d'autant plus du côté le plus réfrangible que le liquide est plus dilué. Mais ici encore on observe des différences très-marquées suivant la nature des corps. Pour quelques-uns la transparence est à peine modifiée entre des limites de concentration éloignées; c'est encore le cas de l'acide azotique, qui, sous une épaisseur de $0^m,01$, laisse passer le spectre jusqu'à la raie 11, en interceptant la raie 12 et les suivantes, aussi bien lorsqu'il est concentré que lorsqu'il est étendu de quinze fois son volume d'eau. Pour d'autres substances, l'étendue du spectre augmente assez rapidement avec la dilution.

Souvent, à certains états de concentration, on observe dans le spectre des bandes d'absorption séparées par des bandes de transparence. En voici quelques exemples :

Les iodures, déjà signalés sous ce rapport par M. Miller : bande d'absorption entre 9 et 12. Les azotates étendus (de 10^{gr} à 50^{gr} d'acide azotique Az^2O^5 dans 1^{lit}), déjà signalés par M. Stokes (1) : bande d'absorption entre 12 et 17. Les chromates étendus ($0^{gr},250$ de chromate neutre de potasse dans 1^{lit}) : une première bande d'absorption entre 8 et 12, une seconde entre 15 et 22. Les azotites

(1) On sait que M. Stokes a reconnu des bandes dans le spectre d'absorption ultra-violet d'un grand nombre d'alcaloïdes et de glucosides.

peu concentrés : bande d'absorption sur la partie la moins réfrangible de l'ultra-violet. Le permanganate de potasse étendu : *idem*. L'acide sulfureux en dissolution aqueuse : bande d'absorption entre 13 et 21. L'ammoniaque (provenant des usines à gaz) étendue de 2^{vol} d'eau : bande entre 17 et 22, due à une substance étrangère dont il est difficile de débarrasser l'ammoniaque. J'aurai à citer plus loin quelques autres cas de spectres discontinus.

Le pouvoir *chroïque* est très-variable suivant les substances. A un état de grande dilution, certains corps exercent encore une influence très-marquée ; on peut citer entre autres, dans cette catégorie, les azotites, l'acide sulfureux, les chromates, le prussiate jaune de potasse, l'aniline, l'acide phénique, l'esculine, la nitrobenzine, et surtout l'acide azotique et les azotates. Une dissolution de 1^{mgr} d'acide azotique Az^2O^5, libre ou à l'état de sel, dans 1^{lit} d'eau, exerce encore une action appréciable sous une épaisseur de $0^m,10$; elle intercepte la 29e raie en affaiblissant les précédentes. Cette propriété deviendra peut-être applicable au dosage de l'acide azotique dans les eaux de source et dans les eaux de pluie.

Si l'on fait varier la proportion d'eau en modifiant en même temps l'épaisseur, de telle façon que la quantité du corps dissous reste toujours la même, on n'observe pas en général de modification du pouvoir absorbant. Cependant cette loi ne se manifeste pas toujours rigoureusement. Quelquefois la dilution entraîne des modifications chimiques : il peut se former des précipités très-ténus, les différences de réfrangibilité des liquides peuvent produire une action. En outre, les substances fluorescentes font complétement exception à cette règle, et, à masse égale, elles sont moins transparentes lorsqu'elles sont plus diluées.

M. Gladstone a reconnu que dans la partie visible du spectre un oxyde métallique donne en général le même spectre d'absorption quel que soit l'acide avec lequel il est combiné. Il résulte également des observations de M. Miller sur les rayons ultra-violets que les acides, comme les bases, apportent dans les sels leurs propriétés d'absorption.

Ce principe est confirmé par mes observations ; les combinaisons des bases ayant un grand degré de transparence (oxydes alcalins et alcalino-terreux) avec des acides présentant la même propriété (acide sulfurique, chlorhydrique) donnent lieu à des

composés qui sont aussi transparents. Mais un acide chroïque combiné avec des bases transparentes formera des sels qui ont le même pouvoir d'absorption que l'acide : tel est le cas des azotates et des carbonates alcalins.

En raison de l'importance de cette loi, je l'ai étudiée avec soin dans un certain nombre de cas, et elle m'a paru se vérifier très-généralement. Cependant je ne pense pas qu'elle soit absolue : les expériences de M. Bunsen sur les spectres d'absorption des divers composés du didyme montrent qu'elle souffre des exceptions; l'influence bien connue de la nature du dissolvant sur certaines substances est un fait du même ordre. D'ailleurs, ici encore, les résultats peuvent être troublés par la fluorescence ou les décompositions chimiques sous l'action de la lumière.

Spectres des métaux du groupe de l'yttria, de la cérite, etc.

Les spectres d'absorption de l'erbium et du didyme sont, comme on le sait, caractérisés dans la partie visible par des raies noires très-remarquables qui ont été décrites avec soin par MM. Bahr et Bunsen, et plus récemment par M. Lecoq de Boisbaudran. Il était intéressant de rechercher si ce caractère de discontinuité se retrouve aussi dans la partie ultra-violette de ces spectres; de plus, il convenait d'examiner au même point de vue les autres métaux des groupes de l'yttria et de la cérite.

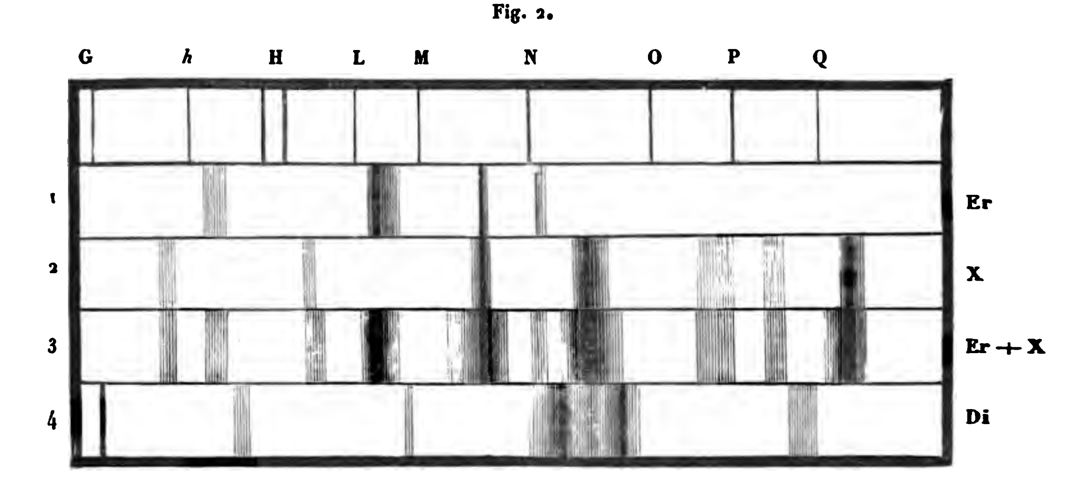
M. Marignac a bien voulu mettre à ma disposition, pour cette étude, une série de chlorures de ces métaux en dissolutions contenant $50^{éq}$ d'eau et correspondant à la formule $RCl^2 + 50\,Aq$.

A l'époque de ma première publication sur ce sujet, tous les chimistes admettaient l'existence, dans le groupe de l'yttria, de deux terres, l'yttria et l'erbine; en outre, M. Delafontaine et M. Marignac considéraient comme certaine une troisième terre, la terbine, et comme probable une quatrième, qui n'avait pas reçu de nom. L'analyse spectrale, dans la partie ultra-violette particulièrement, m'a conduit à la confirmation de cette opinion. Je donne ici une description rapide des spectres de ces substances, en renvoyant pour les détails au Mémoire original.

Chlorure d'yttrium. — Aucune raie d'absorption dans le spectre visible, ni dans l'ultra-violet solaire; dans l'ultra-violet extrême une bande d'absorption entre les raies 17 et 22 du cadmium; le spectre s'étend jusqu'à la raie 24, qui est affaiblie.

Chlorure d'erbium. — La partie violette et ultra-violette solaire est représentée dans le spectre n° 1 de la figure ci-dessous; elle est caractérisée par quatre raies ou bandes que je désigne

Fig. 2.



par les lettres θ, μ, ν et ω [1]; la raie μ est la plus caractéristique. Dans l'ultra-violet extrême, une bande d'absorption analogue à celle de l'yttria, mais un peu moins large et moins forte. Le spectre s'étend jusqu'à la raie 25, très-affaiblie.

---

(1) On voit que, pour abréger, je désigne les raies, dans la partie violette et ultra-violette, par la lettre grecque correspondant autant que possible à la lettre romaine qui désigne la raie solaire suivante. Ainsi

ρ	indique une raie entre	Q	et R	du spectre solaire.
χ	»	P	Q	»
ϖ	»	O	P	»
ω	»	N	O	»
ν	»	M	N	»
μ	»	L	M	»
λ	»	H	L	»
θ	»	*h*	H	»
η	»	G	*h*	»

Chlorure de terbium. — Dans toute l'étendue du spectre solaire on n'observe qu'une seule raie θ, un peu avant H; elle coïncide avec une raie du didyme, mais elle est plus marquée. Dans l'ultra-violet extrême, une bande d'affaiblissement (douteuse) sur la raie 18 du cadmium. Le spectre se termine brusquement après la raie 23.

Chlorure de X. — Je désigne par X le quatrième métal dont la présence était considérée comme probable par M. Delafontaine et M. Marignac ([1]). Son existence me paraît clairement démontrée par l'étude des bandes qu'il produit dans le violet et l'ultra-violet solaire. Cette partie de son spectre est représentée sous le n° 2 dans la figure (la dissolution sur laquelle il a été observé contenait en outre de la terbine). On y reconnaît sept bandes, dont une coïncide avec la raie ν de l'erbine. Le n° 3 de la figure donne le spectre d'un mélange de chlorure d'erbium et de X plus riche en ces deux métaux que les n°s 1 et 2. Dans l'ultra-violet extrême, la terre X présente une bande d'absorption entre les raies 16 et 22 du cadmium. Lorsque la dissolution est étendue, on voit de plus une bande étroite coïncidant avec la raie 25 du cadmium ([2]).

Chlorure d'ytterbium. — Depuis la publication de mon Mémoire, M. Marignac a découvert une nouvelle terre, l'ytterbium, faisant partie du même groupe. Elle ne donne lieu à aucune raie dans toute l'étendue du spectre visible ou ultra-violet, si ce n'est à une bande d'affaiblissement de 17 à 21.

Passons aux métaux de la cérite.

Le spectre du didyme dans le violet et l'ultra-violet solaire est représenté sous le n° 4 de la figure. Avec le chlorure à 50^{éq} d'eau, l'ultra-violet extrême est absorbé depuis la raie 17 du cadmium.

([1]) Depuis ma première publication, M. L. Smith a proposé le nom de *mosandrum* pour ce métal; mais le produit qu'il a désigné sous ce nom paraît contenir surtout du terbium et une faible quantité de X. M. Delafontaine considère le métal X comme identique avec celui auquel il a récemment donné le nom de *philippium;* mais je ne suis pas jusqu'ici certain de cette identité, et je conserve provisoirement la désignation que j'ai primitivement adoptée.

([2]) Dans mon Mémoire, j'indique quelques raies de la partie visible qui me paraissent appartenir à X et non à l'erbine, à laquelle elles ont été attribuées : telles sont la raie du rouge $\lambda = 640$, celle du vert $\lambda = 536$; la bande indigo $\lambda = 453$ à 449 lui appartient aussi, mais elle coïncide avec une raie plus étroite de l'erbine $\lambda = 450$.

Avec des dissolutions étendues l'absorption est surtout sensible entre 17 et 22.

Le *lanthane* ne donne qu'une bande d'absorption, mal définie, entre 17 et 22.

Le *chlorure de cérium,* à $50^{éq}$ d'eau, ne donne pas de bandes; il absorbe toutes les radiations au delà de 12; mais, lorsqu'il est plus étendu, il produit une large bande entre 17 et 22, et deux autres plus étroites tombant sur les raies 25 et 27 du cadmium (1). Le chlorure et le sulfate de cérium possèdent une belle fluorescence violette qui n'est excitée que par les radiations ultra-violettes extrêmes; la lumière solaire ne la produit pas.

La thorine, la glucine, l'alumine, la zircone, le fer, donnent lieu à des spectres continus; leur transparence diminue d'une manière graduelle à mesure que la réfrangibilité augmente; ils interceptent les rayons ultra-violets extrêmes.

Le sesquichlorure de chrome (vert) présente trois bandes de transparence, l'une dans le rouge, la seconde dans le vert, la troisième dans l'ultra-violet, sur la raie 11 du cadmium, qui est aussi facilement transmise que les rayons verts.

DU ROLE DES ÉCRANS MAGNÉTIQUES EN MOUVEMENT DANS LES PHÉNOMÈNES D'INDUCTION;

PAR M G. LIPPMANN.

I. On sait que le fer et même l'acier jouissent de la propriété de former écran magnétique. Ainsi, une aiguille aimantée que l'on entoure d'une enceinte de fer doux se trouve protégée contre l'action directrice soit de la Terre, soit d'aimants extérieurs que l'on approcherait de l'enceinte. Pourtant ces actions magnétiques extérieures ne sont ni interceptées ni déviées par le fer doux; elles sont seulement équilibrées par l'action qui émane du

(1) Il est remarquable que tous les métaux de l'yttria et de la cérite donnent lieu à une bande d'absorption située dans la même position entre 16 et 22. Toutefois, la généralité de ce fait ne saurait être admise d'une manière absolue avant d'être vérifiée sur des produits absolument purs.

fer doux, lequel s'aimante par influence, de façon à compenser les actions extérieures par sa propre action, qu'elle leur superpose.

Les effets statiques du magnétisme (direction d'une aiguille, aimantation) sont propres seulement à montrer la différence des deux systèmes de forces qui agissent simultanément en sens contraires. Pour mettre en évidence l'existence indépendante des deux systèmes de forces magnétiques, il suffit de faire produire à l'un d'eux un phénomène d'induction, à l'aide d'un mouvement relatif auquel l'autre système de forces magnétiques ne participe pas.

Grâce au concours obligeant de M. A. Breguet, l'expérience a pu être faite avec un appareil très-puissant.

Une machine de Gramme à lumière fut transformée de la manière suivante. Le fil de la bobine tournante, qui dans la machine de Gramme est fermé sur lui-même, fut coupé, et les deux bouts, ramenés sur l'axe de rotation, d'un même côté de la bobine tournante, furent mis, à l'aide de contacts frottants, en communication continue avec les bornes d'un galvanomètre multiplicateur non astatique. D'autre part, la distribution du magnétisme fut établie comme il suit : un courant constant auxiliaire, assez intense pour produire au besoin une belle lumière électrique, fut envoyé dans l'électro-aimant de l'appareil, de façon à faire naître tout le long de l'armature circulaire qui enveloppe extérieurement la bobine tournante un pôle magnétique de même nom A, tandis que le pôle contraire B se trouvait rejeté par influence au milieu de l'axe de rotation, au centre même de la bobine tournante. Cette bobine reçut d'une machine à vapeur une vitesse de rotation de plus de 1000 tours par minute; le galvanomètre fut observé en même temps. Le galvanomètre n'accusa que des déviations nulles ou insignifiantes. Ce résultat très-simple conduit à une conclusion rigoureuse : c'est que les actions magnétiques se transmettent à travers le fer doux et qu'elles se transmettent *intégralement,* c'est-à-dire sans être en rien modifiées par l'interposition du fer doux.

En effet, considérons les actions inductrices qui s'exercent sur le circuit mobile. Le pôle B et le pôle auxiliaire produits par influence dans l'anneau de fer de la bobine ne tendent pas à produire de courant dans le fil, puisqu'ils sont immobiles par rapport au fil. L'action inductrice provient donc tout entière du pôle fixe A. Cette action inductrice s'exerce sur toute l'étendue du circuit

mobile, c'est-à-dire, d'une part, sur tous les brins de ce fil qui sont extérieurs à l'anneau de fer doux et qui sont soumis à l'action indirecte de A sans interposition de fer doux, d'autre part sur tous les brins de fils intérieurs à l'anneau et protégés par lui. Les actions sur les brins extérieurs sont toutes de même sens; les forces électromotrices correspondantes ont une somme positive qui tend à produire un courant dans le circuit; les actions sur les brins intérieurs ont une somme précisément égale et de sens contraire à la première, puisque l'expérience montre qu'il n'y a pas de courant. D'autre part, si l'on supprimait l'anneau de fer, il en serait exactement de même. On sait que l'action d'un aimant qui a l'axe de rotation pour axe magnétique est nulle sur un circuit qui a ses extrémités sur cet axe d'un même côté du pôle. Ainsi, quand le fer doux existe, la force électromotrice d'induction qui s'exerce sur les brins de fil intérieurs est encore précisément égale et de sens contraire à celle qui a lieu sur le reste du circuit; elle n'est donc pas modifiée par l'interposition du fer doux.

II. Cette perméabilité complète du fer doux pour les effets magnétiques conduit aux conséquences suivantes : 1° une machine magnéto-électrique à courant continu, formée d'aimants, de fer doux et d'un fil de cuivre, ne peut pas fonctionner sans contacts frottants; 2° la force électromotrice d'une machine à contacts frottants dépend uniquement de la position de ces contacts, et non de la longueur ni de la forme du fil qui les joint.

En effet, puisque les effets d'induction produits par un aimant ne sont pas modifiés par l'interposition d'autres masses magnétiques, l'induction produite par un système formé d'aimants et de fer doux est égale à la somme des actions dues aux divers points des systèmes considérés séparément. Il résulte de là que, si la portion de fil qui est mobile par rapport aux masses magnétiques constitue une courbe fermée, il ne peut s'y produire de courant continu. Pour le démontrer sans avoir recours à une formule analytique, représentons, comme l'a fait Faraday, l'intensité de chaque point magnétique par le nombre de lignes de force qui en émanent. Ces lignes sont des lignes *fermées;* elles traversent le fer aussi bien que l'air, pour venir se refermer sur le point qui leur donne naissance et dont elles restent solidaires : c'est le fait qui a été

démontré plus haut par l'expérience. Considérons l'une de ces lignes de force en particulier. Si elle vient couper le circuit mobile, elle y produira un courant d'induction qui circule dans un sens déterminé. Si le circuit mobile constitue, lui aussi, une ligne fermée, ou bien les deux lignes fermées resteront engagées l'une dans l'autre, ou bien, si elles se dégagent, c'est en se coupant de nouveau. Dans ce cas, il se produit un courant inverse du premier et qui l'annule si l'on prend la somme algébrique des quantités d'électricité qui circulent dans un sens déterminé. Cette somme algébrique est donc proportionnelle à la variation du nombre des lignes de force qui sont contenues dans l'intérieur du circuit. Elle est donc finie, car le nombre des lignes de force représente l'intensité du champ magnétique, laquelle est finie.

On ne peut donc obtenir de courant continu en quantité indéfinie que si la portion induite du circuit constitue une ligne non fermée; on est donc forcé de la relier au reste du circuit par deux contacts frottants.

La force électromotrice induite dans une machine à courant continu ne dépend que de la position des frotteurs. Soit E cette force électromotrice. Relions les extrémités du fil induit par un fil complémentaire qui en soit solidaire et qui en fasse un circuit fermé. En appelant E' la force électromotrice induite dans le fil complémentaire, on a $E + E' = 0$, puisque le circuit est fermé. On a donc constamment $E = -E'$, quelle que soit la forme du fil induit. Pour la même raison, E' ne dépend pas de la forme du fil complémentaire. On ne peut donc multiplier la force électromotrice d'une machine à courant constant, telle que celles qui ont été construites par Faraday et M. Le Roux, qu'en multipliant le nombre des fils induits et des couples de frotteurs. Pour obtenir de grandes tensions en augmentant la longueur du fil induit, il faut avoir recours à des machines à courant alternatif, avec ou sans commutateur redresseur. Les machines de Clarke, de Siemens, et notamment la machine de Gramme, sont des machines à courant alternatif et à commutateur redresseur. La force électromotrice d'induction change de signe dans le fil induit à chaque demi-révolution; par le jeu du commutateur, le courant recueilli à l'extérieur est de direction constante.

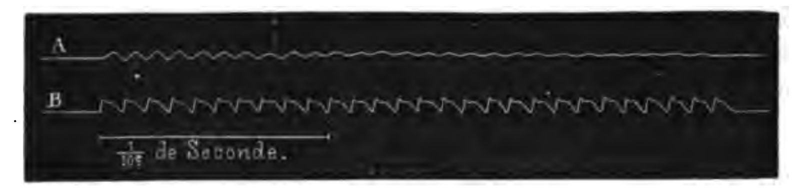
NOUVELLES RECHERCHES SUR LES POISSONS ÉLECTRIQUES ; CARACTÈRES DE LA DÉCHARGE DU GYMNOTE ; EFFETS D'UNE DÉCHARGE DE TORPILLE, LANCÉE DANS UN TÉLÉPHONE ;

PAR M. E.-J. MAREY.

Les physiologistes avaient été frappés de certaines analogies que présentent entre eux un muscle et l'appareil d'un poisson électrique. Ces deux sortes d'organes, en effet, soumis tous deux à la volonté, pourvus de nerfs à action centrifuge, ont en outre une composition chimique très-analogue et présentent dans leur structure quelques traits de ressemblance.

Mais ces vues, émises avant que les physiciens eussent formulé la théorie de la corrélation des forces, étaient nécessairement très-vagues. On peut mieux concevoir aujourd'hui que, dans l'organisme vivant comme dans nos appareils de Physique, des conditions très-analogues produisent ici du travail mécanique, là de l'électricité.

Fig. 1



L'expérience devait montrer si réellement ces analogies existent dans le fonctionnement intime du muscle et de l'appareil des poissons électriques.

Après avoir montré que les actes musculaires sont complexes, c'est-à-dire qu'un muscle en tétanos ou en contraction exécute une série de petits mouvements successifs, que j'appelle *secousses,* qui s'ajoutent et se fusionnent pour produire le raccourcissement musculaire, j'explorai la décharge de la Torpille pour y chercher aussi cette complexité. Faisant passer cette décharge à travers un appareil électromagnétique inscripteur, j'obtins le résultat que j'espérais : je vis que cette décharge est complexe, formée de *flux électriques* multiples, dont la fréquence est d'environ 150 par seconde.

Essayant ensuite sur l'appareil électrique et sur le muscle l'in-

fluence de certains agents, je constatai que de part et d'autre les résultats étaient les mêmes. Le froid, par exemple, ralentit la fréquence des secousses du tétanos musculaire et à certain degré les éteint; une Torpille plongée dans de l'eau qu'on refroidit graduellement donne des décharges dont les flux sont de moins en moins fréquents et qui finissent par s'éteindre. La chaleur produit les effets inverses. Enfin certains poissons agissent de part et d'autre d'une manière analogue.

Les fonctions électrique et musculaire semblent donc réellement homologues entre elles et destinées à s'éclairer l'une par l'autre au grand profit de la Physiologie.

Mais, avant d'édifier une théorie aussi générale, il convenait de savoir si la multiplicité des *flux* électriques s'observe chez toutes les espèces de poissons qui donnent des décharges, de même que la multiplicité des secousses existe dans les muscles des divers animaux.

L'appareil électrique des Raies, celui du Silure du Nil, celui du Gymnote des bords de l'Amazone, doivent être explorés à cet égard.

Comme le Gymnote passe pour donner les décharges les plus fortes, je désirais vivement me procurer un de ces animaux; Faraday avait déjà réussi à en faire venir un en Angleterre.

Après d'infructueux essais, je parvins enfin à me procurer un de ces animaux vivant.

Le Gymnote était blessé et affaibli quand je le reçus; aussi me hâtai-je de faire sur lui quelques expériences. L'animal fut placé dans un grand bac rempli d'eau, puis on attacha deux plaques métalliques aux extrémités du fil d'un signal électromagnétique. Ces plaques, pressées contre le flanc du poisson, recueillirent les décharges, et j'eus la satisfaction de constater qu'elles étaient très-sensiblement pareilles à celles que donne la Torpille. On en jugera par la comparaison des deux tracés ci-joints : A est la décharge du Gymnote, B celle de la Torpille.

Cherchant ensuite si les influences de la température agissent sur le Gymnote comme sur la Torpille, je constatai que les effets sont les mêmes de part et d'autre : à 25°, le Gymnote donnait de vives décharges et avait une grande agilité musculaire; en le refroidissant, j'obtenais des décharges à *flux* plus rares; à 16°, je pouvais manier le poisson sans en recevoir de commotion.

Une indisposition assez prolongée m'empêcha de poursuivre ces expériences; le Gymnote mourut avant que je pusse les reprendre; du moins avait-il répondu aux principales questions que je voulais résoudre.

Les difficultés pour faire venir en France des poissons exotiques, et même l'impossibilité où je me suis trouvé cet été de me procurer, sur les côtes de Normandie, une Raie vivante, m'ont fait chercher un autre moyen d'analyser la décharge des poissons électriques. Le téléphone m'a semblé se prêter fort bien à cette analyse, puisqu'il rend un son quand il est traversé par des courants successifs de fréquence suffisante.

M. G. Pouchet travaillait alors à l'aquarium de Concarneau; je lui envoyai un téléphone avec les instructions nécessaires, et je reçus presque immédiatement la nouvelle que la décharge de la Torpille donne lieu à un son perceptible à distance, mais dont la tonalité est difficile à déterminer.

Tout récemment j'eus l'occasion d'expérimenter moi-même sur une Torpille et constatai que des excitations légères de l'animal provoquent un *coassement* assez bref, chacune des petites décharges provoquées ne se composant que d'une dizaine de *flux* et ne durant guère que $\frac{1}{15}$ de seconde. Mais, si l'on provoque une décharge prolongée en piquant le lobe électrique du cerveau, le son qui se produit dure trois à quatre secondes et consiste en une sorte de gémissement dont la tonalité est voisine de mi_1 (165 vibrations), ce qui s'accorde sensiblement avec le résultat des expériences graphiques. Ce son augmente un peu en intensité et paraît s'élever un peu en tonalité quand, en remuant l'aiguille, on excite le lobe électrique du cerveau.

SUR LA THÉORIE DU SACCHARIMÈTRE LAURENT;

PAR M. U. GAYON,

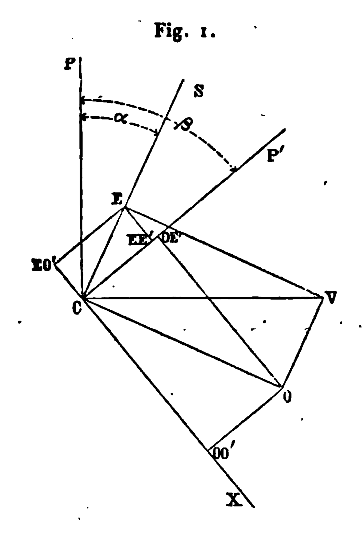
Chimiste en chef des Douanes, à Bordeaux.

Le saccharimètre Laurent est un appareil très-sensible dont l'usage est général dans tous les laboratoires où l'on fait des do-

sages rigoureux de sucre cristallisable. Le principe et la construction de cet instrument ont été déjà donnés ; il a paru intéressant d'en déduire la théorie des formules ordinaires de l'Optique.

Soit CP (*fig.* 1) le plan de polarisation d'un rayon de lumière mono-

Fig. 1.



chromatique, et $CV = 1$ la vibration correspondante. Faisons tomber ce rayon successivement sur une lame de quartz parallèle à l'axe dont la section principale est CS et sur un analyseur dont la section principale est CP′.

Soit α l'angle PCS et β l'angle PCP′. La vibration CV peut se décomposer en deux, l'une suivant CS et l'autre suivant la perpendiculaire CO :

$$CE = E = \sin\alpha,$$
$$CO = O = \cos\alpha.$$

Chacune de ces vibrations peut se décomposer à son tour suivant deux directions, CP′ et la perpendiculaire CX, et l'on a

$$\text{Suivant CP}'\ldots \begin{cases} EE' = \sin\alpha\cos(\beta-\alpha), \\ OE' = \cos\alpha\sin(\beta-\alpha), \end{cases}$$

$$\text{Suivant CX}\ldots \begin{cases} EO' = -\sin\alpha\sin(\beta-\alpha), \\ OO' = \cos\alpha\cos(\beta-\alpha). \end{cases}$$

Supposons, pour simplifier, que l'analyseur ne donne qu'une

image et que les vibrations suivant OX arrivent seules jusqu'à l'œil; soit δ leur différence de marche.

L'amplitude A de la vibration résultante sera donnée par la formule connue

$$A^2 = (a + a')^2 - 4aa' \sin^2 \pi \frac{\delta}{\lambda},$$

dans laquelle a et a' sont les amplitudes des vibrations composantes.

Dans le cas actuel, on a

$$a = \cos\alpha \cos(\beta - \alpha),$$
$$a' = -\sin\alpha \sin(\beta - \alpha),$$

et, comme A^2 peut être pris pour mesure de l'intensité, on a

$$I = \cos^2\beta + \sin^2\alpha \sin^2(\beta - \alpha) \sin^2 \pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

Dans le saccharimètre Laurent, la lumière polarisée traverse une lame demi-circulaire de quartz parallèle à l'axe, d'épaisseur égale à une demi-longueur d'onde; le faisceau demi-cylindrique correspondant a donc pour intensité, à la sortie de l'analyseur,

$$I = \cos^2\beta + \sin^2\alpha \sin^2(\beta - \alpha).$$

Quant à l'autre faisceau demi-circulaire, celui qui n'a pas traversé la lame cristalline, on sait que son intensité a pour expression

$$I = \cos^2\beta.$$

Le zéro de la graduation correspond à l'égalité d'intensité de ces deux faisceaux, et l'on mesure la rotation imprimée aux rayons par une solution saline ou par une lame cristalline, en tournant l'analyseur jusqu'au rétablissement de l'égalité des intensités. Cette opération ne donne lieu à aucune remarque particulière.

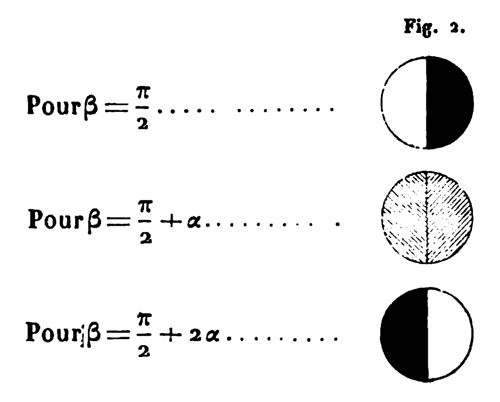
Il faut maintenant chercher à quelles valeurs de α et de β correspond le zéro, et quel est le degré de sensibilité de l'appareil.

Le Tableau suivant donne les intensités pour les positions respectives du polariseur, de la lame de quartz et de l'analyseur :

Valeurs de β, α restant constant.	Intensité du faisceau qui a traversé le quartz.	Intensité du faisceau qui n'a pas traversé le quartz.
o..........	$\cos^2 2\alpha$	I
α..........	$\cos^2 \alpha$	$\cos^2 \alpha$
$\frac{\pi}{2}$..........	$\sin^2 2\alpha$	o
$\frac{\pi}{2}+\alpha$......	$\sin^2 \alpha$	$\sin^2 \alpha$
$\frac{\pi}{2}+2\alpha$....	o	$\sin^2 2\alpha$

Ce sont les seules valeurs de β qu'il soit intéressant de considérer. On déduit du Tableau précédent les images suivantes :

Fig. 2.



Pour $\beta = \alpha$, on a bien aussi des intensités égales, mais on détermine le zéro par l'égalité qui correspond à $\beta = \frac{\pi}{2} + \alpha$, parce qu'elle se trouve comprise entre deux positions de l'analyseur pour lesquelles une même moitié du champ passe du clair à l'obscur, tandis que l'autre moitié passe de l'obscur au clair. Il en résulte que le plus léger déplacement de l'analyseur, d'un côté ou de l'autre de l'angle $\frac{\pi}{2} + \alpha$, produit dans le champ une différence d'intensité très-appréciable, et que l'appareil présente une grande sensibilité.

Cette sensibilité peut être accrue autant qu'on veut, parce que, en donnant à α des valeurs décroissantes, on rapproche de plus

en plus les positions extrêmes de l'analyseur, celles pour lesquelles les deux moitiés de l'image deviennent successivement obscures. On ne peut pas cependant, en fait, diminuer trop α, car l'égalité des intensités, qui est donnée par $\sin^2\alpha$, coïnciderait avec une intensité trop faible, et le champ pourrait n'être plus visible. Pour des liquides limpides et incolores, on prendra α petit; pour des liquides obscurs et colorés, comme les solutions de mélasses, on augmentera l'angle α. Dans l'appareil de M. Laurent, ces variations s'obtiennent aisément à l'aide d'un petit levier qui fait tourner le polariseur sur lui-même, la plaque de quartz restant fixe.

DU BOIS-REYMOND. — Versuche am Telephone (Recherches sur le téléphone); ***Verhandlungen der Physiologischen Gesellschaft zu Berlin,*** **n° 4; 1877-78, et** ***Archives de Genève,*** **t. LXI, p. 120; t. LXII, p. 76; 1878.**

Lorsque deux téléphones sont en expérience, le mouvement de la membrane du téléphone récepteur n'est pas en concordance avec celui de la membrane du téléphone expéditeur. Les deux mouvements sont en désaccord d'un quart de vibration; de plus, lorsque le son transmis est complexe, ce qui est le cas le plus ordinaire, les mouvements pendulaires dont il se compose se reproduisent sans conserver les grandeurs relatives de leurs amplitudes. Du moins, c'est ce que M. du Bois-Reymond a cherché à démontrer.

Supposons d'abord qu'un son simple ou pendulaire soit émis devant la membrane de l'appareil expéditeur : celle-ci exécutera les mêmes mouvements que l'air en vibration, et à chaque instant la distance d'un de ses points à la position d'équilibre pourra être représentée par la formule connue

$$x = A \sin(2\pi nt + B).$$

La membrane qui vibre excite une perturbation magnétique dans l'aimant qui est en regard : la valeur du magnétisme libre qui s'y trouve décroît ou s'accroît selon la phase de la vibration. Mais, comme le déplacement de la membrane est petit, on peut admettre que le magnétisme développé et le déplacement qui en

a été la cause varient dans le même rapport. On peut donc écrire, en appelant M (¹) la quantité de magnétisme qui est développée au temps t,

$$M = A\sin(2\pi nt + B), \tag{1}$$

formule dans laquelle A représente un coefficient constant, proportionnel à celui de la formule précédente.

Or, d'après les lois de l'induction, l'intensité du courant excité dans la bobine qui entoure l'aimant est proportionnelle à la vitesse de la variation magnétique. Donc, à un coefficient constant près, on a

$$\left\{\begin{aligned} I = \frac{dM}{dt} &= 2A\pi n\cos(2\pi nt + B) \\ &= 2A\pi n\sin\left(2\pi nt + \frac{\pi}{2} + B\right). \end{aligned}\right. \tag{2}$$

Ce courant variable, agissant sur l'aimant du récepteur, excitera les vibrations de la membrane, qui seront évidemment en concordance avec les oscillations mêmes de son intensité propre.

La comparaison des formules (1) et (2) conduit à deux conclusions :

1° Elle indique que le mouvement de la membrane du récepteur sera de même période que celui de la membrane du téléphone expéditeur, mais il n'y aura pas concordance entre les deux mouvements ; le second sera en désaccord avec le premier d'un quart de vibration. L'auteur n'a fait aucune expérience pour vérifier l'exactitude de ce résultat théorique.

2° Elle montre, en outre, que le coefficient que multiplie le sinus n'est pas resté le même : il est devenu $2An\pi$. Or, n est le nombre de vibrations doubles exécutées pendant l'unité de temps : ce coefficient, dont le carré donne l'intensité du son, varie donc en raison du nombre d'oscillations correspondant au son considéré.

Si donc on émet successivement deux sons pendulaires de même intensité, mais de hauteurs différentes, les intensités, supposées

---

(¹) Le potentiel de ce magnétisme sur la bobine est proportionnel à M. Cette quantité M peut donc être considérée comme représentant le potentiel en question.

égales au départ, ne le seront plus à l'arrivée ; le son grave arrivera moins intense que le son aigu. Plus généralement, les rapports d'intensité des sons de différentes hauteurs ne seront pas conservés.

Maintenant que la transmission des sons pendulaires est connue, il est facile de se rendre compte de la transmission d'un son complexe.

Chaque mouvement vibratoire simple qui compose le son complexe sera retardé d'un quart de vibration. L'effet de ce retard, variable avec chaque son pendulaire qui constitue l'ensemble, sera nul pour l'oreille. Il est démontré que plusieurs notes simples concourant à former une voyelle donnent toujours le même son résultant, quelles que soient les phases des vibrations. Les différences nouvelles de phases introduites ne changent donc rien à l'audition.

Mais il n'en sera pas de même des variations d'intensité. Une voyelle résulte de la combinaison de plusieurs sons pendulaires, de plusieurs harmoniques dont l'un est renforcé. Que deviendra le son de la voyelle si l'intensité de l'harmonique renforcé se trouve diminuée dans des proportions qui fassent disparaître le renforcement nécessaire ? L'auteur représente par une courbe l'intensité des harmoniques successifs. Il suppose que l'un de ces harmoniques soit renforcé et il montre par une courbe qui accompagne la première que ce renforcement subsistera encore après la transmission, malgré les variations d'intensité. Toutefois, faute de données, il est obligé de représenter arbitrairement les intensités des harmoniques successifs. CH. D'ALMEIDA.

L. HERMANN. — Versuche über das Verhalten der Phase und der Klangzusammensetzung bei der telephonischen Uebertragung (Recherches sur la phase et la composition des vibrations transmises par le téléphone); *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 83; 1878.

M. Hermann a eu la pensée d'augmenter les différences de phase et les changements d'intensité indiqués dans la précédente Note. Il a institué des expériences pour rechercher la valeur de la théorie donnée par M. du Bois-Reymond. A cet effet, il intercale entre les deux téléphones plusieurs bobines d'induction. Le

fil inducteur de chacune d'elles est réuni au fil induit de la bobine qui précède; quant aux deux fils extrêmes, ils ferment, l'un le circuit du premier téléphone, l'autre le circuit du dernier. D'après la théorie de M. du Bois-Reymond, si le nombre des inductions est n, la loi des oscillations du téléphone récepteur n'est plus donnée par la dérivée $\frac{dx}{dt}$, mais par la $n^{\text{ième}}$ dérivée $\frac{d^n x}{dt^n}$. La différence de phase devient n fois $\frac{1}{4}$ de phase, et en même temps l'intensité relative des différents harmoniques varie proportionnellement à la $n^{\text{ième}}$ puissance du nombre de leurs vibrations dans l'unité de temps.

Deux vérifications des conséquences ainsi déduites ont été tentées. 1° Devant la membrane du téléphone expéditeur, les différentes voyelles ont été prononcées un grand nombre de fois par un expérimentateur. Les sons transmis étaient notés par un second expérimentateur, qui ne les recevait qu'après cinq inductions successives. La presque identité des sons émis et reçus montrait que l'intensité relative des harmoniques n'était pas sensiblement modifiée. 2° L'auteur a fait interférer les vibrations de la première membrane et celles de la dernière, et, en prêtant l'oreille pour recevoir le son résultat, il a trouvé que les deux sons étaient transmis sans différence de phase. CH. D'ALMEIDA.

H.-F. WEBER. — On the induction that occur in the telephone (Induction qui a lieu dans le téléphone); Communication faite le 1er juillet 1878 à la Société de Zurich; *Philosophical Magazine*, t. VII, p. 34; 1879.

H. HELMHOLTZ. — Telephon und Klangfarbe (Téléphone et timbre); *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. V, p. 448; décembre 1878.

M. Weber et M. Helmholtz ont cherché, chacun de leur côté, à expliquer les expériences de M. Hermann et à en déduire la théorie des lois de l'induction. Le travail de M. Helmholtz est le plus complet; c'est celui que nous analyserons de préférence. Il n'y a aucune différence importante dans les explications des deux auteurs.

D'après M. Helmholtz, il ne suffit pas de considérer l'induction de chaque courant sur le circuit voisin : il faut aussi tenir compte de l'induction de chaque courant sur lui-même. Cette induction joue un rôle capital.

Considérons d'abord le téléphone tel qu'il est employé habituellement. Soient

I l'intensité du courant;
R la résistance du circuit;
M le potentiel du magnétisme, développé par le mouvement de la membrane sur la bobine du téléphone expéditeur;
Q le potentiel du circuit sur lui-même, cette quantité Q comprenant le potentiel relatif aux réactions des aimants.

Les lois connues de l'induction donnent l'équation

$$\text{(1)} \qquad \text{I}\text{R} = \frac{d\text{M}}{dt} - \text{Q}\frac{d\text{I}}{dt}.$$

Or, à cause du mouvement du corps sonore, M est représenté par une expression de la forme

$$\text{M} = \text{A}e^{2\pi i n t},$$

où i représente, comme l'on sait, le symbole $\sqrt{-1}$. De là on tirera une valeur de I qui se partagera en deux parties, une réelle et une imaginaire : la première correspondant à la partie imaginaire de M, l'autre à la partie réelle.

Les oscillations du courant étant isochrones avec celles de M, on a aussi

$$\text{I} = \text{B}e^{2\pi i n t}.$$

L'équation (1) devient, en supprimant les facteurs connus,

$$\text{B}(\text{R} + \text{Q}2\pi i n) = \text{A}2\pi i n,$$

d'où

$$\text{B} = \frac{2\pi i n \text{A}}{\text{R} + 2\pi i n \text{Q}}.$$

Cette valeur de B est une quantité imaginaire, qui peut être mise sous la forme $a + b\sqrt{-1}$; pour en déterminer le module et l'ar-

gument, écrivons

$$B = \frac{2\pi A}{m} e^{+i\sigma}.$$

De ces deux expressions l'on tire

$$m\cos\sigma = 2\pi Q, \quad m\sin\sigma = \frac{R}{n},$$

d'où

$$\operatorname{tang}\sigma = \frac{R}{2\pi n Q},$$

et enfin

$$I = \frac{2\pi A}{m} e^{2\pi i n t + i\sigma}.$$

En séparant les parties réelles et les parties imaginaires, on obtient pour valeurs de l'intensité du son initial et du son qui arrive à l'oreille (abstraction faite d'un coefficient qui est constant pour tous les sons transmis)

$$(1) \quad \begin{cases} M = A\cos 2\pi n t, \\ I = \dfrac{2\pi A}{m}\cos(2\pi n t + \sigma), \end{cases}$$

$$(2) \quad \begin{cases} M' = A\sin 2\pi n t, \\ I' = \dfrac{2\pi A}{m}\sin(2\pi n t + \sigma). \end{cases}$$

On voit que les variations relatives d'intensité ne dépendent que de la valeur de m. M. Helmholtz fait les raisonnements suivants pour démontrer que cette valeur est à peu près la même quelle que soit la hauteur du son transmis.

La valeur de $\operatorname{tang}\sigma$ est très-petite. En effet, soit un courant qui, circulant dans un circuit et n'étant plus entretenu par une force extérieure, vienne à s'éteindre; la formule qui représente son intensité à chaque instant, depuis le temps $t = 0$, où il commence à s'affaiblir, est

$$I = A e^{\frac{Rt}{Q}}.$$

Dans cette formule, $\frac{Q}{R}$ est le temps que ce courant met à passer de la valeur A à la valeur $\frac{A}{e}$. Or ce temps a été mesuré par M. Helm-

holtz avec une bobine dont la masse de fer doux était peu considérable : il est de $\frac{1}{40}$ de seconde; il s'accroît avec cette masse. Donc, pour le téléphone, où cette masse est très-grande relativement à celle du fil, on doit admettre que ce temps $\frac{Q}{R}$ est très-supérieur à $\frac{1}{40}$ de seconde, que $\frac{Q}{R}\times 2n\pi$ est un nombre assez grand pour les sons graves et très-grand pour les sons très-aigus: donc tangσ, qui est égale à $\frac{R}{2n\pi Q}$, est une valeur très-petite; par conséquent, $m\cos\sigma$ diffère peu de m. La valeur de m est toujours très-voisine de $2\pi Q$, c'est-à-dire qu'elle est à peu près constante quelle que soit la hauteur du son transmis.

D'où l'on doit conclure que le son d'une voyelle n'est pas sensiblement altéré par la transmission téléphonique ordinaire.

M. Helmholtz a mis en équation le problème dans le cas de l'expérience de M. Hermann. Cette mise en équation et la solution reposent sur les principes déjà énoncés. Nous nous contenterons de l'indiquer dans le cas d'une seule double bobine intercalée entre les deux téléphones.

Soient I_1, R_1, Q_1 les valeurs de I, R, Q pour le premier circuit (téléphone expéditeur et premier fil de la double bobine), I_2, R_2, Q_2 les valeurs des mêmes quantités pour le second circuit; soit, de plus, P le potentiel électrodynamique des deux bobines l'une sur l'autre lorsqu'elles sont parcourues par l'unité de courant. On a les équations

$$I_1 R_1 = \frac{dM}{dt} - Q_1\frac{dI_1}{dt} - P\frac{dI_2}{dt},$$

$$I_2 R_2 = -Q\frac{dI_2}{dt} - P\frac{dI_1}{dt}.$$

Écrivons, de même que plus haut,

$$M = A e^{2\pi int},$$

$$I_1 = B_1 e^{2\pi int},$$

$$I_2 = B_2 e^{2\pi int}.$$

On obtient pour valeur de B_2

$$B_2 = A\frac{4\pi^2 n^2 P}{R_1 R_2 + 2\pi in(R_1 Q_2 + R_2 Q_1) + 4\pi^2 n^2 (P^2 - Q_1 Q_2)}.$$

On calcule le module et l'argument de la valeur de B_2, en posant

$$B_2 = -\frac{4\pi^2 AP}{m_2} e^{+i\rho};$$

d'où l'on tire la valeur de tang ρ. L'auteur montre qu'elle est très-petite; il en déduit, en la regardant comme négligeable, celle de m_2,

$$m_2 = 4\pi^2(4Q_1Q_2 - P_2),$$

valeur approchée qui est indépendante de n.

En résumé, on le voit, la conservation du rapport des intensités des sons pendulaires qui composent un son complexe dépend, d'après cette théorie, des valeurs de ρ et de σ qui, d'après M. Helmholtz, sont très-petites et même négligeables. Mais ρ et σ sont des différences de phase; ce sont des quantités faciles à déterminer par les méthodes employées en Acoustique. M. Kœnig a effectué cette détermination. Nous donnons ses expériences dans la Note suivante. On verra que, dans les cas où les résultats sont nets, la différence de phase ne s'est pas trouvée négligeable. Elle a toujours été égale à celle qu'avait donnée M. du Bois-Reymond.

Ch. d'Almeida.

RECHERCHES SUR LA DIFFÉRENCE DE PHASE QUI EXISTE ENTRE LES VIBRATIONS DE DEUX TÉLÉPHONES ASSOCIÉS;

Par M. R. KŒNIG.

Les expériences que je vais faire connaître ont été instituées dans le but de rechercher la différence de phase qui existe entre les membranes vibrantes de deux téléphones réunis selon le mode usité pour la transmission des dépêches. Cette différence a fait l'objet de diverses recherches qui sont analysées dans ce Journal ([1]). Il importait de donner une méthode expérimentale qui permît d'en vérifier l'exactitude : c'est ce que j'ai entrepris.

I. Deux diapasons A' et B' accordés parfaitement à l'unisson sont

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 168 à 175.

placés vis-à-vis des électro-aimants des téléphones A et B, dont ils remplacent les plaques vibrantes. Chaque diapason repose sur un coussin isolant et la distance qui les sépare est suffisamment grande pour que l'un ne puisse pas influencer l'autre. Les téléphones A et B étant réunis à la manière ordinaire, on attaque avec un archet le diapason A', par exemple : l'oreille placée dans le voisinage de B' entend immédiatement vibrer ce diapason, dont les amplitudes sont assez grandes. Les vibrations des diapasons A' et B' durent assez longtemps pour que l'on puisse les étudier avec le comparateur optique de M. Lissajous (1). Le diapason de ce comparateur avait été accordé à l'octave grave des diapasons A' et B'. Les figures optiques observées prouvaient une différence de phase de $\frac{1}{4}$ de vibration.

Ce mode d'expérimentation exige une grande habileté, car on est obligé d'observer les figures optiques sur les deux diapasons avec le comparateur sans attaquer le diapason entre les deux expériences. Il est nécessaire d'opérer dans un temps relativement court, et cependant il faut chercher sur le deuxième diapason un point lumineux que l'on ne trouve généralement pas tout de suite. Aussi ai-je donné à cette expérience une forme plus pratique et qui n'offre plus de difficultés d'observation. Sous cette forme les deux diapasons téléphoniques portent des miroirs et sont placés dans la position qui permet d'obtenir les figures de Lissajous. On fait alors vibrer l'un d'eux; l'autre se met à vibrer comme dans l'expérience précédente et la figure résultante est invariablement une ellipse dont les deux axes sont parallèles aux vibrations des diapasons. Or on sait que c'est précisément la figure qui correspond au rapport de l'unisson avec différence de phase de $\frac{1}{4}$.

Les deux diapasons employés étaient, dans la première expérience, $ut_3 = 512$ vibrations; dans la seconde, $sol_1 = 192$ vibrations. Les amplitudes relatives du diapason influencé par l'aimant du téléphone étaient moindres dans le second cas que dans le premier, ce qui résulte évidemment de ce que le nombre d'impulsions dans le premier cas est beaucoup plus grand que le dernier.

II. Il s'agissait maintenant de savoir si les harmoniques contenus

(1) *Journal de Physique*, t. III, p. 265.

dans un son musical présentent, comme les sons fondamentaux, une différence de $\frac{1}{4}$ de phase lorsqu'on compare les vibrations de deux téléphones, émises par l'un et transmises à l'autre. Il eût été évidemment fort difficile d'obtenir un mouvement sonore composé, par exemple, de huit harmoniques avec des différences de phase données. Mais il était permis de supposer que le huitième harmonique produirait exactement le même effet, soit qu'il existât seul dans le timbre du son fondamental, soit qu'il y fût associé aux harmoniques 2, 3, ..., 7. Il suffisait dès lors de produire un mouvement sonore composé seulement de deux sons connus, pouvant agir sur un téléphone, et ensuite, à volonté, de faire naître dans un second téléphone l'un ou l'autre de ces deux sons.

A cet effet, j'ai fixé deux diapasons ut_4 aux extrémités des branches d'un fort diapason qui, ainsi chargé, donnait exactement l'ut_1, de sorte que je pouvais, à volonté, produire les sons 1 et 8, à la fois ou séparément. Ce diapason composé était placé devant un téléphone de manière qu'il présentait à l'aimant l'extrémité de l'un des petits diapasons ut_4, et devant l'aimant d'un second téléphone était placé un diapason ut_4 ordinaire.

En observant à l'aide du comparateur optique ut_1, il eût été difficile de reconnaître la phase du son 8 par l'inspection de la figure compliquée que donne la composition rectangulaire du son 2 avec les sons 1 et 8; mais j'ai pu me convaincre que les vibrations du son 8 ne changent pas de phase lorsque, dans le mouvement sonore composé des sons 1 et 8, on supprime brusquement le son 1 en appliquant le doigt sur l'une des branches du grand diapason. Pour m'en assurer, j'ai d'abord examiné la phase du petit diapason ut_4 vibrant seul, quand l'intervalle qu'il formait avec le comparateur était assez pur pour que la figure optique restât parfaitement fixe et sans trace de rotation; puis j'ai ébranlé à son tour le grand diapason, pour l'arrêter ensuite au bout de quelques secondes, de sorte qu'il n'y avait plus en mouvement que le diapason ut_4, et j'ai toujours constaté que la figure optique n'avait subi aucun changement.

Comme, pour obtenir le mouvement composé des sons 1 et 8, il faut d'abord ébranler le diapason ut_4, puis le diapason ut_1, les vibrations du premier auraient pu provoquer celles du diapason correspondant, placé devant le second téléphone, avant que le

mouvement composé eût eu le temps de s'établir; pour éviter cet inconvénient, j'ai toujours eu soin de ne fermer le circuit qu'après que le grand diapason avait commencé à vibrer à son tour.

Voici comment se faisait ensuite l'observation. Le comparateur optique était d'abord disposé en face du diapason ut_4, qu'il s'agissait d'influencer; puis j'ébranlais les deux parties du diapason composé, je fermais le circuit, et je donnais un coup d'archet sur le diapason du comparateur. Dès que j'avais suffisamment examiné la figure optique du diapason influencé, je mettais rapidement le comparateur en face du diapason ut_4 qui vibrait avec le grand diapason, et j'en examinais également la figure optique, après avoir arrêté le mouvement du diapason ut_1. J'ai pu constater de cette manière qu'entre les vibrations des deux diapasons ut_4 il y avait encore une différence de $\frac{1}{4}$ de phase.

III. Lorsqu'on introduisait une petite bobine d'induction dans le circuit qui reliait les deux téléphones, devant lesquels étaient montés les deux diapasons sol_1, munis de miroirs, les vibrations du diapason influencé étaient trop faibles pour qu'il fût possible d'observer la figure optique avec quelque succès. A la vérité, le trait lumineux vertical, fourni par le diapason qui était excité directement, semblait s'incliner légèrement, et se redresser ensuite quand les vibrations de l'autre diapason étaient arrêtées; mais le phénomène n'était pas assez net pour être décisif.

Les résultats ont été plus satisfaisants avec le comparateur optique; cependant les vibrations du diapason influencé étaient toujours très-petites, même sous le microscope, de sorte que l'observation était d'une grande difficulté. Pour obtenir avec ce diapason une figure optique suffisamment nette, il fallait que les vibrations du diapason du comparateur fussent également assez petites, et, pendant qu'on disposait ensuite ce dernier en face du diapason excité directement, leur amplitude avait le plus souvent diminué à tel point qu'il en résultait une figure optique dont les deux dimensions étaient trop inégales pour qu'il fût possible de reconnaître la différence de phase avec certitude.

Dans ces conditions, il n'y a pas lieu de s'étonner que je n'aie pas toujours obtenu des résultats parfaitement concordants. En effet, la différence de phase paraissait quelquefois ne pas dépasser $\frac{1}{4}$,

mais elle approchait encore plus souvent de $\frac{1}{2}$, et semblait en général comprise entre ces deux limites.

Comme il suffit que la tonalité d'un des diapasons soit altérée d'une quantité égale à une très-petite fraction d'une vibration simple, pour imprimer à la figure optique une rotation qui rendrait impossible toute détermination de la différence de phase entre deux diapasons qu'on ne peut observer simultanément, et que de légères altérations de ce genre surviennent facilement, par exemple à la suite d'une faible variation de température, on ne saurait, dans ces sortes d'expériences, se contenter d'accorder les diapasons une fois pour toutes. Il est indispensable de les vérifier avant chaque expérience, et de corriger par un peu de cire la moindre altération des rapports de vibrations rigoureux.

G. GORE. — Ueber die thermo-electrischen Eigenschaften der Flussigkeiten (Propriétés thermo-électriques des liquides); *Proceed. Roy. Soc.*, t. XXVII, p. 513.

Les expériences ont été faites avec deux appareils différents. L'un consiste en un cylindre vertical de verre fermé par deux plaques de platine, d'or ou de palladium, rempli complétement de liquide purgé de gaz par l'ébullition; la plaque supérieure porte un cylindre dans lequel on fait arriver de l'eau chaude. Le second appareil est un tube en U dont les branches, élargies à la partie supérieure, sont entourées de caisses qui permettent de chauffer ou de refroidir les liquides; des lames minces de platine enroulées en spirale plongent dans ces branches et sont reliées à un galvanomètre.

Lorsqu'il n'y a pas d'action chimique entre les plaques et le liquide, le métal chaud est positif par rapport à l'autre dans les dissolutions alcalines et négatif dans les dissolutions acides; cependant l'acide sélénique, l'azotate d'argent, l'alun de chrome, les sulfates de nickel, de manganèse, de fer, de cuivre, font exception à cette règle.

Lorsqu'on chauffe la plaque pendant quelque temps, l'intensité du courant augmente en général; parfois elle diminue. La direction et l'intensité dépendent seulement du liquide; la nature des mé-

taux n'exerce aucune influence sur ces quantités. Avec les dissolutions d'alun de chrome, de sulfate et d'azotate de nickel, la direction du courant peut s'intervertir quand on élève la température ; d'autres fois, par exemple avec le bromure de nickel, l'intensité atteint un maximum, pour une température déterminée.

L'auteur pense qu'on ne peut attribuer les courants qu'il a étudiés, ni à des actions chimiques ni à des modifications dans la cohésion ou l'adhérence du liquide ; ce sont de véritables courants thermo-électriques sur lesquels l'action chimique du liquide exerce une grande influence, puisqu'en général les acides et les bases se comportent d'une manière inverse.

Les résultats sont d'accord avec ceux obtenus par Pfaff, Buff, Pictet, etc. C. Daguenet.

IL NUOVO CIMENTO.

(Suite et fin.)

Tomes III et IV. — Année 1878.

A. NACCARI et M. BELLATI. — Sur l'intensité de l'effet *Peltier* à diverses températures, p. 115-123.

L'effet va en croissant de 18° à 160° avec un couple cuivre-bismuth. M. Le Roux avait déjà observé la même augmentation, mais de zéro à 100°.

A. ROITI. — Sur la détermination des constantes des machines de Holtz et sur les courants qu'elles donnent, p. 123-163.

A. ROITI. — Sur les décharges de la machine de Holtz dans les gaz raréfiés. Réponse au Dr Feddersen, t. IV, p. 79-92.

On trouvera dans ce Journal (t. IV, p. 65) l'analyse d'un travail de M. Rossetti, duquel ressort avec évidence l'assimilation de la machine de Holtz et d'une pile hydro-électrique. L'auteur avait cru seulement que l'intensité du courant croissait plus rapidement que la vitesse de rotation, et avait attribué cet effet à une faible diminution dans la résistance intérieure.

Ce sont cès deux dernières conclusions que M. Roiti infirme,

en étudiant les courants, non plus au moyen de la bouteille de Lane ou du galvanomètre, mais au moyen d'un électromètre Branly à quadrants en acier aimanté. Il montre ainsi que la force électromotrice et la résistance intérieure se conservent constantes, ce qui augmente l'analogie avec les piles. Cependant le courant d'une machine de Holtz ne peut pas être assimilé à celui d'une pile. Il n'est constant qu'autant qu'on l'envisage pendant une certaine durée, et, pendant un instant très-court, le fil interpolaire transmet toutes les décharges irrégulières qui s'échangent entre le peigne et le disque tournant.

A. RIGHI. — Sur la vitesse de la lumière dans les corps transparents soumis à l'action du magnétisme, p. 212-235.

Expériences bien faites, desquelles résulte que la rotation magnétique du plan de polarisation dans un liquide se fait, comme dans le quartz, par suite de la double réfraction de deux rayons polarisés circulairement. M. H. Becquerel a constaté depuis le même résultat pour le flint lourd.

Resterait à savoir si le magnétisme agit en augmentant la vitesse d'un des rayons circulaires de la même quantité dont il diminue celle de l'autre, ou bien si ces deux vitesses n'ont aucune relation avec la vitesse que prendrait la lumière en traversant le même corps non magnétisé. L'auteur essaye de décider ce point et surmonte bien les nombreuses difficultés expérimentales que présente l'étude de cette question, mais il n'arrive à aucun résultat.

A. RIGHI. — Sur la concentration d'une solution magnétique au pôle d'un aimant, p. 235-238.

F. ROSSETTI. — Sur la température du Soleil, recherches expérimentales, p. 238-257.

Déjà analysé dans le Journal (t. VII, p. 274).

E. VILLARI. — Sur la chaleur développée par le passage de l'étincelle électrique dans divers gaz, p. 270-274.

E. VILLARI. — Sur le pouvoir émissif et la nature diverse de la chaleur émise par diverses substances chauffées à 100°, t. IV, p. 5-35.

Mémoire intéressant, mais impossible à résumer.

E. BELTRAMI. — Sur quelques propositions de M. Clausius, relatives à la théorie du potentiel, p. 35-53.

E. STREINTZ, avec la collaboration de P. STREINTZ. — Les courants induits dans des verges de fer aimantées transversalement, p. 53-70.

F. ROSSETTI. — Sur la température des flammes, p. 70-79.

Suite annoncée du Mémoire analysé dans ce Journal (t. VII, p. 61).

A. BARTOLI. — Sur quelques phénomènes observés dans le passage d'un courant électrique par un voltamètre à eau, p. 92-103.

Le passage d'un fort courant par un voltamètre à eau distillée et à lames de platine y amène une diminution de résistance qui se produit surtout au moment de l'établissement du courant, se continue, mais faiblement, pendant un temps très-court, et se détruit rapidement aussitôt que le courant cesse. Sous l'influence de ce fort courant, le passage d'un courant faible se trouve aussi facilité.

E. PADOVA. — Sur quelques observations de M. Neumann sur la loi de Weber, p. 103-116.

F. PIERUCCI. — Nouvelle machine électrophorique, p. 116-117.

G. PISATI. — Sur l'élasticité des métaux à diverses températures, p. 152-179.

NACCARI et BELLATI. — Sur les phénomènes thermiques produits par le passage de l'électricité à travers les gaz raréfiés, p. 179-206.

G. POLONI. — Sur le magnétisme permanent de l'acier à diverses températures, p. 206-232.

A. RIGHI. — Le téléphone qui s'entend à distance, p. 233-239.

E. BAZZI et G. COBIANCHI. — Sur le développement des courants induits et des extra-courants, p. 239-263.

DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVI. — Février 1879.

L. GRANDEAU. — *De l'influence de l'électricité atmosphérique sur la nutrition des végétaux*, p. 145.

HENRI BECQUEREL. — *Mémoire sur les propriétés magnétiques développées par influence dans divers échantillons de nickel et de cobalt, comparées à celles du fer*, p. 227.

LÉON FOUCAULT. — *Instruction sur la manière de produire les interférences à grande différence de marche*, p. 286.

5e série. — Tome XVI. — Mars 1879.

CAMILLE VINCENT et DELACHANAL. — *Détermination de la densité et des coefficients de dilatation du chlorure de méthyle liquide*, p. 427.

5e série. — Tome XVI. — Avril 1879.

H. SAINTE-CLAIRE DEVILLE et E. MASCART. — *Sur la construction de la règle géodésique internationale*, p. 506.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VII. — N° 43. — 1879.

E.-H. COOK. — *Existence de l'éther lumineux*, p. 225.

EILHARD WIEDEMANN. — *Illumination des gaz par les décharges électriques*, p. 248.

O.-G. LODGE. — *Détermination de la variation de conductibilité thermique des métaux, avec la température, au moyen de la courbe des températures permanentes, le long d'une barre mince de section constante chauffée par un bout*, p. 251.

A. STEINHAUSS. — *Théorie de l'audition binauriculaire*, p. 261.

N.-D.-C. HODGES. — *Nouveau galvanomètre absolu*, p. 274.

W.-E. AYRTON ET G. PERRY. — *Nouvelle détermination de la variation du rapport des unités d'électricité électromagnétique et électrostatique*, p. 277.

5e série. — Tome VII. — N° 44. — 1879.

W. DE W. ABNEY. — *Méthode photographique pour enregistrer les spectres d'absorption ; son application à la physique solaire*, p. 313.

A. SCHUSTER. — *Spectres de l'éclair*, p. 313.

R.-S. Brough. — *Section des tiges de cuivre ou de fer à employer pour les paratonnerres*, p. 316.

J. Blaikley. — *Expériences pour déterminer la correction à ajouter à la longueur d'un tuyau sonore cylindrique, pour trouver la vraie longueur d'onde et la vitesse du son*, p. 339.

P.-G. Tait. — *Dissipation de l'énergie*, p. 344.

S.-W. Thomson. — *Motivité thermodynamique*, p. 348.

C.-W. Siemens. — *Transmission et distribution de l'énergie par le courant électrique*, p. 352.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VI. — N° 3. — Année 1879.

H. Herwig. — *Nouvelles recherches sur les piles à liquide considérées comme condensateurs*, p. 305.

A. Kundt et W.-C. Röntgen. — *Preuve de la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière produite par la vapeur de sulfure de carbone*, p. 332.

F. Exner. — *Sur l'électrolyse de l'eau*, p. 336.

F. Exner. — *Sur la nature de la polarisation galvanique*, p. 353.

E. Cohn. — *Thermo-électricité des fils tendus*, p. 385.

H. Aron. — *Théorie du microphone*, p. 403.

E. Hagenbach. — *Le téléphone ne transmet pas les sons très-aigus*, p. 407.

J. Fröhlich. — *Signification du principe de la conservation de l'énergie, dans la théorie de la diffraction*, p. 414.

J. Thomsen. — *Manomètre des sinus, appareil pour la mesure de faibles différences de pression*, p. 451.

M.-Th. Edelman. — *Nouvel hygromètre*, p. 455.

E. Störer. — *Régulateur à gaz simple*, p. 459.

E. Witte. — *Sur les courants marins*, p. 463.

Nouvelle série. — Tome VI. — N° 4. — Année 1879.

H. Kayser. — *Influence de l'intensité du son sur sa vitesse de propagation*, p. 465.

G. Wiedemann. — *Sur la torsion*, p. 485.

J. Elster. — *Force électromotrice des veines liquides*, p. 553.

F. Auerbach. — *Nombre absolu de vibrations nécessaires pour la production d'un son*, p. 491.

B.-O. Peirce. — *Problèmes hydrodynamiques relatifs à la théorie des courants marins*, p. 599.

G. Schmidt. — *Espace réel occupé par les gaz*, 612.

F. Kolacek. — *Remarques sur l'influence de la pression capillaire sur la vitesse de propagation des ondes liquides*, p. 616.

SPECTROSCOPE DESTINÉ A L'OBSERVATION DES RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES (¹);

PAR M. A. CORNU.

Le spectroscope que j'ai fait construire pour l'observation des radiations ultra-violettes ressemble complétement au spectroscope à deux prismes répandu dans les cabinets de Physique et les laboratoires de Chimie; il en diffère par la nature des matières transparentes qui entrent dans sa construction, car les matières employées ordinairement à la construction des spectroscopes, à savoir le crown-glass et le flint-glass, absorbent les radiations ultra-violettes au moins depuis la raie O, c'est-à-dire depuis la longueur d'onde $\lambda = 340$ millionièmes de millimètre.

La description des diverses parties de cet instrument me fournira l'occasion de résumer une série d'études relatives à l'observation des radiations très-réfrangibles.

Collimateur et lunette. — L'objectif qui forme la partie essentielle du collimateur comme de la lunette est sensiblement achromatique; il est composé d'une lentille biconvexe de quartz et d'une lentille divergente plan concave de spath d'Islande, toutes deux taillées perpendiculairement à l'axe optique. Cette composition de l'objectif est extrêmement utile pour l'observation des spectres ultra-violets, en général, et surtout du spectre solaire, parce que dans toute l'étendue des radiations ultra-violettes du Soleil, que l'atmosphère terrestre laisse arriver jusqu'à nous, les objectifs sont presque rigoureusement achromatiques. Il en résulte que la variation du tirage de la lunette et du collimateur nécessaire pour passer d'une partie à l'autre du spectre est sinon nulle, du moins extrêmement faible; l'observation photographique ou fluorescente des spectres devient alors extrêmement simple; dans le cas du spectre solaire, l'achromatisme est assez satisfaisant pour qu'on puisse obtenir sur le même cliché la *totalité* du spectre chimique, depuis la raie F jusqu'à la limite extrême (raies S, T, U) la plus réfrangible.

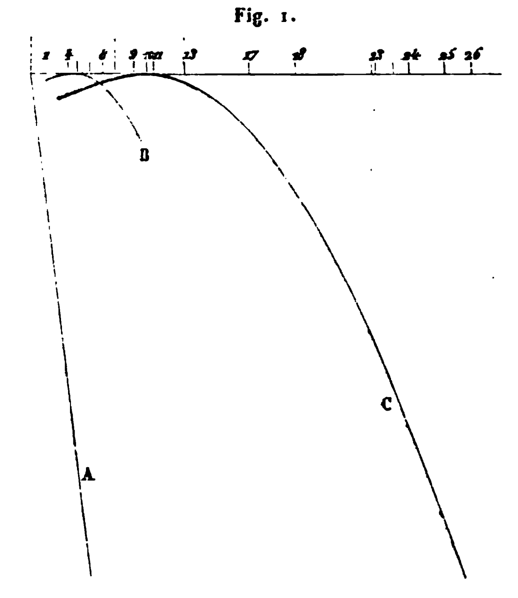
La perfection des images n'est pas absolument la même sur tous

(¹) Construit dans les ateliers de M. Jules Duboscq.

les points du champ, parce que la surface focale est légèrement courbe; mais on peut, par une série d'essais méthodiques, arriver à déterminer un plan focal moyen qui rend l'ensemble de l'image très-satisfaisant. On peut encore améliorer les résultats par divers artifices qu'il serait trop long d'énumérer, et qui consistent soit à incliner légèrement le plan de la surface focale adoptée, soit à obtenir la compensation réciproque des petites aberrations d'obliquité et de courbure des objectifs et des prismes.

Pour donner une idée des conditions de l'achromatisme que

Fig. 1.



produit la combinaison quartz-spath d'Islande, je comparerai la variation de tirage de la lunette d'un spectroscope formé par des objectifs crown-glass (courbe B) dans l'observation du spectre solaire et du même spectroscope formé avec des objectifs quartz-spath (courbe C) ayant sensiblement la même distance focale moyenne; enfin, j'indiquerai la variation focale correspondant à des objectifs simples de quartz (courbe A), employés d'ordinaire à ces observations (*fig.* 1).

Les abscisses de ces courbes représentent les déviations minima du rayon ordinaire d'un prisme de 60° en spath d'Islande, à l'échelle de $2^{mm},5$ pour 1°. Les ordonnées représentent en vraie

grandeur les variations du tirage de la lunette mise au point sur la radiation correspondant à l'abscisse, le tirage du collimateur restant fixe à une valeur moyenne correspondant à une distance focale d'environ $0^m,45$. La ligne ainsi formée représente *à peu près* la *courbe focale* des diverses radiations dans une position moyenne du prisme, l'objectif étant fixe. D'après la figure, l'objectif serait situé au-dessus à la distance de $0^m,45$; il en résulte que la partie du champ pour laquelle l'achromatisme est sensiblement parfait est celle qui se trouve dans le voisinage du minimum de distance focale. On aurait la loi de répartition linéaire ou de superposition des foyers des diverses radiations pour l'image d'un point lumineux en supposant que la courbe s'aplatisse de plus en plus par la diminution de l'échelle des abscisses.

On voit que l'objectif crown-glass-flint-glass, très-satisfaisant pratiquement au point de vue de l'achromatisme des images, n'est pas meilleur comme groupement des foyers que l'objectif quartz-spath, pour une même étendue de spectre de part et d'autre du minimum de foyer (¹).

Ces objectifs achromatiques ont donc un grand avantage, au point de vue de la facilité et de la rapidité des observations, sur les lentilles simples de quartz; mais ils ont un inconvénient qu'il est juste de signaler: c'est l'imparfaite transparence du spath d'Islande pour les radiations très-réfrangibles. Ces objectifs, en effet, laissent voir avec la plus grande facilité les raies de l'étincelle du cadmium jusqu'au n° 25 (d'après la notation de M. Mascart, *Annales de l'École Normale,* 1re série, t. IV, p. 7), raie 26 du même métal, les raies 27, 28, 29 du zinc, et même, à la rigueur, la raie n° 30

(¹) L'examen de ces courbes est très-instructif au point de vue de l'étude de l'achromatisme et donnerait lieu à une discussion dont voici brièvement les résultats :

1° Les courbes précédentes, qu'on peut obtenir empiriquement par l'observation de la variation du tirage, se déduisent très-simplement de la *courbe d'achromatisme* (voir *Journal de Physique,* t. III, p. 108) construite en prenant comme abscisse et comme ordonnée l'indice de réfraction de chaque radiation des deux matières à achromatiser.

2° Les petits changements de courbure ou d'écartement des deux lentilles ne modifient pas sensiblement les courbes représentées plus haut dans leur forme absolue; la modification équivaut à un changement dans la direction des axes coordonnés, de sorte que l'on peut se rendre immédiatement un compte très-exact de la répartition des foyers si la distance focale minimum correspond à une autre radiation.

de l'aluminium (notation de M. Soret, *Archives de la bibliothèque de Genève,* mars 1878, t. LXI); mais les raies 31 et 32 de l'aluminium sont complétement absorbées : avec les lentilles simples de quartz (et un prisme de quartz), ces raies, les plus réfrangibles qu'on ait observées jusqu'ici, apparaissent, au contraire, avec un assez vif éclat.

On atténue le pouvoir absorbant de ces objectifs en diminuant autant que possible l'épaisseur de la lentille divergente de spath d'Islande.

Les rayons de courbures adoptés pour la taille des objectifs sont les suivants; ils sont exprimés en fonction de la distance focale F de la lumière jaune de la soude (raie D) :

Quartz perpendiculaire à l'axe.

Surface convexe extérieure...... $R = -0,4151$ F
» intérieure.... $R' = 0,3631$ F

Spath d'Islande perpendiculaire à l'axe.

Surface concave intérieure...... $R' = -0,3631$ F
» extérieure...... $R'' = \infty$

Ces courbures conviennent plus spécialement à l'étude du spectre solaire ultra-violet, qui s'étend jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 294$, c'est-à-dire presque jusqu'à la raie n° 17 du cadmium. Dans cette étendue, le champ est symétrique par rapport à la raie n° 10, c'est-à-dire de longueur d'onde $\lambda = 347$, et présente une très-faible courbure. Si l'on diminuait un peu le rayon de la courbure R de la surface extérieure du quartz, on repousserait vers la partie la plus réfrangible le sommet de la courbe, c'est-à-dire le centre de symétrie du champ.

Ces courbures ne sont pas celles qui donnent théoriquement le minimum d'aberration de sphéricité; mais au point de vue pratique ce sont celles qui donnent les meilleures images, à cause des difficultés que présente la taille et le poli du spath d'Islande; en effet, les opticiens sont mieux outillés pour polir des surfaces planes que les surfaces courbes de spath; on a donc intérêt à supprimer la face très-peu courbe donnée par la théorie et à la

remplacer par une face plane, qui, d'ailleurs, altère fort peu les conditions du minimum d'aberration sphérique.

On a essayé, pour atténuer l'imperfection de la surface concave de spath d'Islande, de *coller* avec un mastic réfringent (le baume de Canada ou le mastic en larmes) les deux surfaces en contact; mais le pouvoir absorbant de ces résines est tellement considérable pour les radiations ultra-violettes que, malgré la minceur de la couche interposée ($\frac{1}{10}$ de millimètre à peine) et la transparence de la matière employée, l'absorption commençait déjà à la raie n° 10 du cadmium ($\lambda = 346$), c'est-à-dire avant la fin du spectre solaire. Il a suffi de plonger les objectifs dans l'éther pour dissoudre le mastic et rendre aux objectifs leur transparence primitive.

Certains liquides peuvent néanmoins être utilisés pour le *collage.* Ainsi l'eau, l'alcool ou mieux la glycérine bien pure et bien décantée ne produisent aucune absorption sensible jusqu'à l'extrémité du spectre observable, sous l'épaisseur nécessaire à cette opération. On pourrait donc, dans certains cas où la finesse des images devrait être poussée un peu plus loin, se servir de cet artifice très-simple, à la condition de ne pas prolonger l'action des liquides sur le spath, dont la surface polie pourrait être altérée.

Enfin, une précaution qui contribue à la perfection des images consiste à adopter pour les lentilles de quartz des épaisseurs égales et de pouvoir rotatoire inverse; on élimine ainsi, par compensation, des effets secondaires qui ne pourraient que troubler la netteté des foyers.

Prismes. — Le choix de la nature des prismes a nécessité aussi diverses études. Le spath d'Islande a l'avantage de présenter une très-forte dispersion dans le rayon ordinaire, mais il a l'inconvénient d'être difficile à bien tailler, et surtout d'absorber les radiations très-réfrangibles. Ce dernier inconvénient est bien plus grave pour le prisme, dont l'épaisseur moyenne est nécessairement considérable, que pour les objectifs dont l'épaisseur peut être beaucoup réduite. Aussi, avec un prisme de spath d'Islande, est-il difficile de dépasser la raie n° 26 du cadmium; encore faut-il observer le rayon extraordinaire qui paraît un peu moins absorbé que le rayon ordinaire.

La taille la plus favorable du prisme de spath d'Islande est celle pour laquelle l'arête est parallèle à l'axe optique; l'angle le plus

usité est celui de 60°. Les deux spectres ordinaire et extraordinaire sont entièrement séparés et présentent des dispersions à peu près dans le rapport de 2 à 1.

Le quartz doit être préféré au spath si l'on veut observer jusqu'à l'extrême limite des radiations réfrangibles; d'un autre côté, il prend un poli d'une perfection incomparable à cause de sa grande dureté. Il offre toutefois, dans ses propriétés optiques, diverses particularités gênantes dont il a fallu éliminer les effets avant d'obtenir les meilleurs résultats.

La première particularité défavorable est la faiblesse de la biréfringence; les deux spectres ordinaire et extraordinaire sont superposés. On a souvent tourné cette difficulté en profitant de la polarisation des deux rayons pour éteindre l'un d'eux par un polariseur ou un analyseur convenablement placé; mais on tombe dans des difficultés d'un autre ordre provenant, d'une part, du pouvoir rotatoire des lentilles de quartz qui constituent les objectifs du spectroscope, et, d'autre part, de la construction d'un polariseur n'absorbant pas les radiations ultra-violettes.

Quoique je sois parvenu à une disposition additionnelle assez simple pour résoudre la difficulté, je n'ai pas considéré cette solution comme applicable à un spectroscope d'usage courant. En effet, la multiplicité des surfaces réfringentes élimine une quantité notable de lumière, et, comme on opère déjà sur des rayons dont l'intensité est diminuée de moitié par la double réfraction, on risque de réduire à une fraction trop faible l'éclat des radiations à observer.

Il faut donc éviter la biréfringence et, pour cela, prendre l'axe optique du quartz perpendiculaire au plan bissecteur du prisme. Mais ici se présente la seconde particularité défavorable du quartz, à savoir le pouvoir rotatoire, qui dédouble les rayons incidents en deux rayons circulaires de rotation inverse. La biréfringence est, il est vrai, très-faible et n'a pas d'inconvénient sensible dans certaines expériences, comme celles de M. Stockes, lorsque l'on opère par projection sur un écran fluorescent; mais, dans les observations délicates, les images sont dédoublées et l'écartement croît rapidement avec la réfrangibilité. Ainsi on retombe sur les mêmes inconvénients.

Mais cette fois on peut aisément tourner la difficulté : il suffit

de composer le prisme de deux moitiés de rotation contraire, la face intérieure étant perpendiculaire à l'axe. On obtient ainsi des images dont la netteté ne dépend plus que de la perfection des faces.

Par l'artifice indiqué plus haut, à savoir le collage des deux surfaces contiguës à l'aide d'une goutte d'eau, d'alcool ou de glycérine, on élimine l'influence de ces deux surfaces, tant au point de vue de l'imperfection de leur forme qu'à celui de la perte de lumière causée par l'interposition d'une lame d'air.

Dans le cas où l'on veut obtenir une dispersion double, la compensation du pouvoir rotatoire est plus simple encore : il suffit d'employer deux prismes de quartz ayant leurs plans bissecteurs perpendiculaires à l'axe optique, mais présentant des pouvoirs rotatoires de sens contraires. La dispersion est alors sensiblement la même que celle du rayon ordinaire du spath d'Islande, et on a l'avantage de la transparence complète et de la perfection du poli des faces.

C'était la disposition adoptée dans le spectroscope que j'ai eu l'honneur de mettre sous les yeux de la Société de Physique.

Mode d'observation. — La précision des observations atteint un haut degré de perfection lorsqu'on emploie la Photographie. Les dispositions très-simples à adopter ont été décrites par différents observateurs (¹). Les clichés que l'on obtient ainsi ont une grande finesse et supportent des grossissements de 25 diamètres. On peut les conserver et les étudier à loisir, ce qui rend les observations encore plus précieuses. Le petit châssis porte-plaque que j'ai décrit (²) s'applique au spectroscope avec la plus grande facilité.

Mais, pour les usages courants et même pour préparer l'emploi de la Photographie, le mode d'observation le plus commode est l'emploi d'un oculaire fluorescent imaginé par M. Baille (³), et amené à une grande perfection par M. Soret (voir *Journal de Physique*, t. III, p. 253). A l'aide de cet oculaire (*fig.* 2), formé essentiellement d'une lame fluorescente *ff* (verre d'urane) de 1^{mm} d'épaisseur, que l'on observe obliquement par transparence dans le plan des

(¹) BECQUEREL, *La lumière*. — MASCART, *Annales de l'École Normale*, 1ʳᵉ série, t. I. — CORNU, *ibid.*, 2ᵉ série, t. III, p. 241.

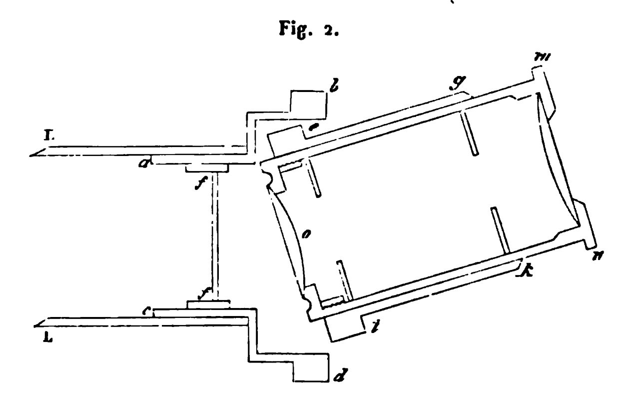
(²) *Ibid.*

(³) *Annales du Conservatoire des Arts et Métiers*, 1867.

raies sous une incidence de 20° à 30°, les raies brillantes des vapeurs métalliques s'observent avec une grande facilité : il suffit de faire jaillir l'étincelle d'une bobine d'induction de grandeur moyenne, avec intercalation d'une bonne bouteille de Leyde entre deux électrodes du métal à étudier. La fente peut être amenée jusqu'à une assez grande finesse, à la condition de mettre la lame de verre d'urane exactement au foyer des radiations observées.

Pour s'exercer à ces observations, je conseille d'étudier d'abord

Fig. 2.



le spectre du magnésium, qui présente une raie quadruple excessivement intense ($\lambda = 280$) un peu au delà de la limite du spectre solaire. C'est, toutes choses égales d'ailleurs, la radiation ultra-violette très-réfrangible de beaucoup la plus intense que l'on puisse obtenir avec les métaux usuels. Les quatre composantes sont assez resserrées pour que l'ensemble puisse servir dans une foule de cas de source monochromatique.

Ensuite on s'exercera à observer les raies du cadmium, puis celles du zinc et enfin celles de l'aluminium, dont les plus réfrangibles forment la limite des radiations observables.

L'étude du spectre solaire est plus délicate lorsqu'on veut la pousser un peu loin. Il faut prendre beaucoup de précautions pour éviter les reflets à l'intérieur de l'oculaire fluorescent, et pour cela ajouter, à $0^m,02$ en avant de la lame fluorescente, un diaphragme d'ouverture aussi petite que possible; malgré cette précaution, on n'atteint pas la limite à laquelle on parvient avec la Photographie.

Pour obtenir plus de finesse dans les détails, sauf à perdre un peu d'éclat, il est bon de réduire l'épaisseur du verre d'urane à

$0^m,5$; on doit même le remplacer, ainsi que l'indique M. Soret, par une petite cuve d'une solution d'esculine pour observer la région LMN, dans laquelle la fluorescence du verre d'urane est très-faible.

Repères. — La position des raies s'obtient surtout par comparaison avec un spectre déjà connu, et en particulier avec les raies du spectre solaire. On projette la raie dont on veut connaître la longueur d'onde sur le trait-réticule du verre d'urane, et l'on substitue à la source un faisceau solaire; mais on ne peut guère dépasser la longueur d'onde $\lambda = 300$.

Si la lunette du spectroscope est munie d'un mouvement micrométrique, on peut opérer sur toute l'étendue du spectre ultraviolet en rapportant les observations aux raies du cadmium, du zinc et de l'aluminium, qui forment une échelle suivant les conventions de MM. Mascart, Soret et Sarrazin.

Pour des observations moins précises, on peut se contenter de l'image d'une échelle divisée réfléchie sur la deuxième face du dernier prisme, comme dans les spectroscopes ordinaires. L'image de cette échelle est amenée dans le plan de la lame fluorescente, à la hauteur de la croisée des traits-réticules. On amène la raie à définir (observée obliquement par fluorescence) sur la croisée des traits, puis on abaisse l'oculaire de manière à voir par transparence les traits de l'échelle divisée : la croisée des traits définit sur l'échelle la position de la raie. On peut ainsi, indirectement il est vrai, mais d'une manière simple et rapide, construire la carte des spectres ultra-violets avec presque autant de facilité que celle des spectres visibles.

LE SIPHON ENREGISTREUR (SIPHON RECORDER) DE W. THOMSON, POUR L'ÉCHANGE DES SIGNAUX TÉLÉGRAPHIQUES PAR LES LONGS CABLES SOUS-MARINS (¹);

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

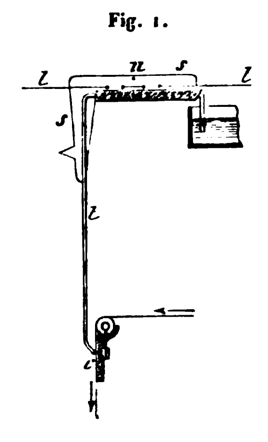
Cet appareil, inventé par sir W. Thomson en 1867, perfec-

(¹) D'après une description faite par M. Ternant, directeur de l'*Eastern Telegraph Company*, à Marseille, et d'après les appareils qui fonctionnent dans les bureaux de la Compagnie.

tionné en 1873, et qui fonctionne actuellement à Marseille, permet l'inscription spontanée des dépêches transmises par les câbles sous-marins. La grande difficulté à vaincre pour arriver à ce résultat était d'éviter tout frottement des pièces mobiles contre la bande de papier, à cause de la faiblesse des courants qui traversent le récepteur.

On emploie à cet effet un siphon de verre capillaire, extrêmement léger, obtenu par simple étirage d'un tube de verre ordinaire (*fig.* 1). La branche la plus courte plonge dans un réservoir

Fig. 1.



contenant une dissolution de bleu d'aniline; la plus longue ($0^m,05$ environ) se recourbe légèrement vers son extrémité, rodée avec soin, de telle sorte qu'elle vienne se placer à une très-petite distance de la bande de papier *c*.

Pour assurer, sans aucun frottement nuisible, l'écoulement continu de l'encre sur le papier, l'encre contenue dans l'auge est constamment électrisée. A cet effet, cette auge est en communication métallique avec un petit disque horizontal de cuivre, isolé avec soin du reste de l'appareil, au-dessus duquel se trouve suspendue, à quelques centimètres de distance, une tige conductrice terminée en bas par une pointe et en communication avec une machine électrostatique de rotation. L'encre, ainsi électrisée, est constamment crachée sur le papier dès que la petite machine électrique (*mouse-mill*) entre en mouvement.

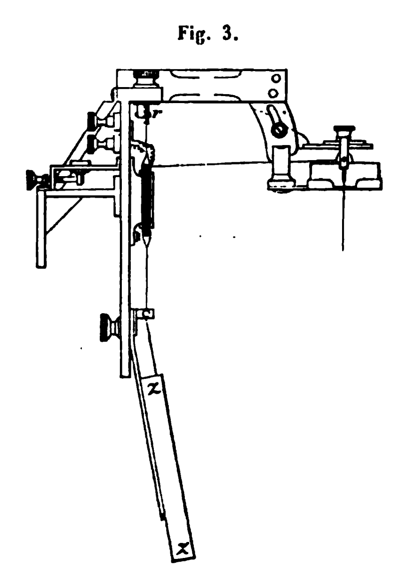
La branche horizontale du siphon est fixée avec un peu de cire

à un étrier *ss* d'aluminium, soutenu par un fil fin de platine *ll*. Lorsqu'une dépêche est envoyée, le siphon bascule alternativement dans un sens et dans l'autre autour du fil *ll*, et dessine sur le papier une ligne sinueuse qui, comme dans l'appareil primitif de Morse, représente les points et les lignes du télégraphe ordinaire de Morse.

Fig. 2.

Il reste à examiner comment se produit ce mouvement de bascule du siphon. La disposition du récepteur rappelle complétement celle que Ruhmkorff a donnée à l'électro-aimant horizontal destiné à l'étude de la polarisation rotatoire magnétique. Le cou-

Fig. 3.



rant destiné à produire entre les deux pôles de cet électro-aimant un champ magnétique intense et rendu constant, comme dans les expériences de Verdet, par de larges plaques polaires de fer doux, est produit par une forte pile locale. Dans le milieu de ce champ magnétique se trouve suspendue la bobine des signaux *b* (*fig.* 3),

petite bobine rectangulaire de fils fins bien isolés, dont le plan est parallèle à l'axe de l'électro-aimant. Cette bobine est en relation, d'une part avec le fil de ligne, d'autre part avec le sol, par l'intermédiaire de deux petites spirales de fil conducteur, extrêmement fin et très-flexible. Cette bobine entoure complétement une pièce rectangulaire de fer doux, fixe, qui se trouve fortement aimantée sous l'action de l'électro-aimant. Elle se trouve suspendue par un cordonnet de soie que l'on peut, grâce à la poulie *r*, allonger ou raccourcir à volonté, et, pour que ce fil soit constamment tendu, elle supporte deux poids tenseurs *zz* (*fig.* 3), maintenus entre deux glissières sur un plan incliné. Sous l'action de la pièce de fer doux aimantée, la bobine oscillera dans un sens ou dans l'autre autour de son axe de suspension, selon le sens du courant transmis. Un fil de cocon, fixé d'une part à l'un des angles supérieurs de la bobine, d'autre part, en *u* (*fig.* 1 et 3), à la selle du siphon, transforme ces mouvements de la bobine en mouvements de bascule du siphon (1).

MESURE SPECTROMÉTRIQUE DES HAUTES TEMPÉRATURES;

PAR M. A. CROVA.

L'étude de l'énergie des radiations émises par les sources calorifiques et lumineuses (2) m'a conduit à proposer une méthode purement optique pour la détermination des hautes températures.

Deux corps solides ou liquides incandescents, ayant même pouvoir d'irradiation, ont en effet des températures égales lorsque le spectre des lumières qu'ils émettent sont identiques dans toute leur étendue, c'est-à-dire lorsque les intensités de toutes les radia-

(1) En ajoutant qu'une petite machine électromagnétique met en mouvement, tout à la fois, la petite machine électrostatique et la bande de papier, j'aurai, sinon décrit l'appareil, du moins donné une idée des principes sur lesquels il repose.

(2) *Journal de Physique*, t. VII, p. 357. — *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 322 et 979.

tions simples qui les composent sont rigoureusement égales, après que, par l'emploi de deux nicols, on aura affaibli le plus intense de manière à rendre égales entre elles les intensités de deux radiations simples de même longueur d'onde, prises arbitrairement dans les deux spectres.

Prenons pour terme de comparaison la lumière d'une lampe à modérateur; mesurons au moyen d'un spectrophotomètre le rapport des intensités d'une même radiation rouge λ, prise dans la source de température inconnue et dans la flamme de la lampe; mesurons de même le rapport des intensités d'une radiation verte λ', prise dans ces deux mêmes sources. Si nous ramenons les intensités du rouge λ à être égales entre elles dans les spectres des deux sources, le rapport des intensités du vert λ' dans ces deux mêmes sources sera un nombre supérieur ou inférieur à l'unité, selon que la température de la source considérée sera plus élevée ou plus basse que celle de la flamme de la lampe. Si donc nous faisons arbitrairement égale à 1000 la température de la flamme de la lampe, celle de la source sera exprimée par un nombre supérieur ou inférieur à 1000 dans l'un ou dans l'autre cas. Si la température de la source lumineuse varie, les nombres ainsi obtenus constitueront une échelle optique nécessairement arbitraire des températures, dans laquelle la valeur du degré dépendra de la température de la flamme de la lampe prise pour terme de comparaison et d'une certaine fonction des longueurs d'onde λ et λ'.

J'établis la correspondance de cette échelle avec celle des températures, exprimées en degrés C., d'un thermomètre à air, à réservoir en porcelaine, porté à divers degrés d'incandescence et pris comme source de radiations. La température de la flamme de la lampe s'obtient en élevant celle du thermomètre à air au degré où les deux spectres sont identiques dans toute leur étendue. La Table étant ainsi dressée, il suffira d'une simple mesure spectrométrique pour mesurer exactement la température d'un corps incandescent (fourneaux industriels, flammes des divers combustibles, soleil, étoiles, etc.) dont la lumière est due à l'irradiation d'un corps solide ou liquide, porté à une température élevée.

En adoptant comme radiations fixes celles dont les longueurs d'onde sont 673 et 523, voici les nombres qui représentent, *dans*

cette échelle arbitraire, les *degrés optiques* de quelques sources lumineuses :

Lame de platine chauffée au rouge dans une lampe à gaz..	524
» » au rouge blanc dans un chalumeau à gaz.	810
Lampe à modérateur alimentée par l'huile de colza......	1000
Bougie stéarique..	1162
Gaz de l'éclairage (bec d'Argand)......................	1373
Lumière oxyhydrique (oxygène et gaz de l'éclairage sur la chaux)..	1806
Lumière électrique (60 éléments de Bunsen)...........	3060
Lumière solaire..	4049

Le carbone, le platine et la chaux incandescents, qui émettent la lumière de ces diverses sources, ont même pouvoir d'irradiation; M. E. Becquerel a démontré, en effet, cette identité pour la porcelaine, le platine, le carbone et la magnésie (1).

Cette méthode pourra permettre d'étendre l'échelle des températures au delà de celles que peut mesurer le thermomètre à air et qui ne peuvent dépasser celle où la porcelaine se ramollit. Audessous de cette limite, il sera facile d'établir sa correspondance avec l'échelle centigrade; au delà, elle restera nécessairement arbitraire, mais toujours comparable à elle-même, et fournira des points de repère rigoureux; on pourra l'étendre aux limites, où la chaleur est assez forte pour volatiliser les corps les plus réfractaires; on peut même espérer aller au delà, en appliquant la méthode à la comparaison des intensités des radiations simples émises par les vapeurs incandescentes, pourvu que leur spectre ait plus d'une raie lumineuse.

POUVOIR ROTATOIRE MAGNÉTIQUE DES GAZ;

PAR M. HENRI BECQUEREL,
Ingénieur des Ponts et Chaussées (2).

Depuis le jour où Faraday a découvert le phénomène de la po-

(1) E. BECQUEREL, *La lumière*, t. I, p. 78.

(2) *Voir* une première Note, *Comptes rendus*, t. LXXXVIII, p. 709; mars 1879.

larisation rotatoire magnétique, les expériences se sont considérablement multipliées, et il paraît à peu près évident aujourd'hui que tous les corps de la nature jouissent à un degré différent de la propriété de dévier dans un sens ou dans l'autre le plan de polarisation de la lumière qui les traverse, lorsqu'ils sont soumis à une action magnétique suffisamment énergique. Cependant l'expérience n'avait pu jusqu'ici être réalisée avec les gaz, dont l'étude présente à ce point de vue une importance particulière; l'incertitude où l'on était sur la grandeur de la rotation à observer n'avait pas permis de diriger les expériences de manière à voir le phénomène.

Les recherches que je poursuis depuis plusieurs années sur cette question m'avaient conduit à des renseignements assez précis sur la grandeur des phénomènes à observer. En m'aidant de ces données, j'ai pu manifester expérimentalement et mesurer la rotation magnétique de divers gaz et des vapeurs à la température et à la pression ordinaires.

Parmi les résultats qui se déduisent de mes recherches antérieures ([1]), il convient de rappeler ici le suivant :

La rotation magnétique positive ([2]) R que subit un rayon lumineux de longueur d'onde déterminée, traversant l'unité d'épaisseur d'une substance diamagnétique soumise à une influence magnétique constante, est sensiblement proportionnelle à la fonction $n^2(n^2-1)$ de l'indice de réfraction n correspondant. Le quotient $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ est un nombre qui varie peu pour les diverses substances et qui est constant pour les corps d'une même famille chimique, qu'il peut ainsi servir à caractériser.

Cette relation entre la rotation magnétique et l'indice de réfraction a été vérifiée pour un grand nombre de corps solides et liquides. Il était à présumer qu'elle subsisterait encore pour les substances à l'état gazeux. Dès lors, en faisant une hypothèse

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XII, 5e série, 1877, et *Comptes rendus*, t. LXXXV, p. 1227.

([2]) On appelle *rotations positives* les rotations de même sens que celles de l'eau, du sulfure de carbone, etc. Les rotations inverses ou négatives donnent lieu à d'autres phénomènes. (*Voir* les Mémoires cités plus haut.)

probable sur la valeur du rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ et connaissant d'autre part l'indice de réfraction n, on pouvait prévoir approximativement la grandeur de la rotation R; l'expérience jusqu'ici semble justifier ces considérations.

L'appareil qui m'a servi pour étudier les propriétés rotatoires magnétiques des gaz se compose essentiellement d'un tube en cuivre de $0^m,12$ de diamètre intérieur et de 3^m de long, qui peut être fermé par des glaces parallèles travaillées avec le plus grand soin. Ce tube est monté horizontalement sur une poutre qui sert également à fixer le système optique. Six grosses bobines de $0^m,50$ de long peuvent se glisser autour du tube. Chacune d'elles contient environ 15^{kg} de fil de cuivre de 3^{mm} de diamètre. L'action magnétique est obtenue en faisant passer dans ces bobines le courant électrique donné par quatre-vingts éléments à acide azotique. Une boussole des sinus, placée en dérivation dans le circuit, mesure à chaque instant l'intensité du courant et permet de ramener les résultats à la même intensité magnétique.

Les rayons lumineux sont donnés par un chalumeau à gaz oxyhydrique; ils sont polarisés par un très-gros polariseur à pénombres, traversent le tube, à chaque extrémité duquel ils rencontrent deux miroirs plans en verre argenté, qui, par des réflexions successives, leur font traverser de nouveau plusieurs fois la longueur du tube, puis ils sont reçus sur un analyseur monté sur un cercle gradué et muni d'une très-forte lunette.

Dans des expériences plus récentes, j'ai fait disposer en avant de l'analyseur un système de piles de glaces amplificatrices, construites sur les données de M. Fizeau.

Les diverses pièces que nous venons de décrire sont suffisamment éloignées des bobines pour ne subir aucune action magnétique appréciable.

Le réglage du système optique constitue l'un des points les plus délicats de l'expérience. On peut obtenir un grand nombre de réflexions successives, mais pour avoir des mesures suffisamment nettes j'ai dû m'arrêter provisoirement à la quatrième image réfléchie, qui correspond à neuf fois la longueur du tube, soit environ 27^m de gaz traversé. Dans ces conditions, la netteté et la sensi-

bilité du polarimètre à pénombres sont telles, que l'on peut estimer une rotation de 1′ (1).

La lumière blanche donnée par la chaux incandescente du chalumeau à gaz oxyhydrique n'est pas monochromatique, et même avec les faibles rotations obtenues les images peuvent se teinter légèrement. La rotation observée avec la lumière blanche ne correspond pas à celle de la lumière jaune de la raie D, qui a servi de type dans les comparaisons. Des expériences spéciales ont déterminé les rapports des rotations magnétiques obtenues pour le sulfure de carbone liquide avec les rayons jaunes D, avec la lumière blanche du chalumeau à gaz oxyhydrique, et avec la même lumière transmise à travers divers écrans colorés dont nous avons fait usage. Dans certains cas nous avons employé directement, comme source de lumière monochromatique, la vapeur incandescente du chlorure de sodium placé dans la flamme du chalumeau à gaz oxyhydrique.

La nécessité de fermer le tube par des glaces introduit une correction, due à l'action qu'exercent sur la lumière polarisée ces glaces soumises à une faible action magnétique, mais traversées un grand nombre de fois par les rayons lumineux. Pour déterminer la valeur de cette correction on a opéré de deux manières : 1° en vissant les glaces à poste fixe et en faisant le vide dans le tube ; on pouvait craindre alors que les flexions et compressions dues à la pression d'environ 40^{kg} supportée dans ce cas par chaque glace fissent varier leur pouvoir rotatoire magnétique d'une quantité comparable à celles que l'on voulait mesurer ; 2° en mesurant la rotation obtenue avec l'appareil plein d'air, sans les glaces, en vissant ensuite celles-ci, le tube étant plein d'air, et en mesurant la nouvelle rotation magnétique. La différence obtenue donne la correction due aux glaces.

Enfin on a comparé les mesures à la rotation magnétique du sulfure de carbone liquide à la température de 15° en promenant dans le tube un tube plus petit, de 0^{m},50 de long, plein de sulfure de carbone, et en prenant la somme des effets observés dans les diverses positions en regard de chaque bobine.

---

(1) Cet appareil a été construit avec le plus grand soin par M. J. Duboscq ; les bobines ont été disposées par M. J. Carpentier.

Au moyen de cet appareil, en faisant passer dans les bobines un courant électrique très-intense, puis en renversant le sens de ce courant, on constate une rotation du plan de polarisation, et cette rotation est inégale pour les diverses couleurs. Lorsque les glaces sont enlevées et que le tube est plein d'air, cette rotation est due uniquement à l'action exercée par le courant électrique sur la colonne d'air. On s'assure de ce fait en observant que l'action est inégale sur les diverses images réfléchies, et inappréciable pour la première, ce qui prouve qu'elle est d'autant plus forte que la colonne gazeuse traversée par la lumière est plus longue.

La moyenne de plusieurs séries concordantes a donné pour l'air du laboratoire, à la température de 30° C. et à la pression de $762^{mm},2$, en observant la quatrième image réfléchie (27^{m} de gaz), les nombres suivants, que je cite provisoirement, pour montrer seulement la grandeur du phénomène (¹) :

Lumière jaune D	....	4',98
» blanche	....	5,29
» verre vert n° 1	....	7,50

Dans les mêmes conditions d'intensité magnétique, le tube plein de sulfure de carbone liquide aurait donné pour la lumière jaune D et la quatrième image réfléchie une rotation magnétique double de 646°20′ ou 38780′. Le pouvoir rotatoire magnétique de l'air rapporté à celui du sulfure de carbone pris pour unité serait donc, dans les conditions de l'expérience précédente, environ

$$R = \frac{4',98}{38780} = 0,000128.$$

Si l'on prend l'indice de réfraction de l'air donné par Dulong, $n = 1,000294$, on trouve

$$\frac{R}{n^2(n^2-1)} = 0,213,$$

(¹) On a donné les nombres avec les centièmes de minute tels qu'ils résultent du calcul des moyennes. Les erreurs d'expériences peuvent affecter les dixièmes de minute.

rapport très-voisin de ceux que j'avais trouvés pour un grand nombre de corps solides et liquides.

La vapeur de sulfure de carbone mélangée à l'air, à la température de 28°,6, et à une tension voisine de $416^{mm},6$, tension maximum à cette température, la pression du mélange étant $767^{mm},2$, a donné pour la troisième image réfléchie, ou 21^{m} de gaz traversé par la lumière, une rotation magnétique double qui, diminuée de celle de l'air et corrigée de l'action des glaces, a été trouvée de 12',45. Dans les mêmes conditions magnétiques le sulfure de carbone liquide aurait donné pour la troisième image et les mêmes rayons lumineux environ 32152'.

Les nombres précédents peuvent servir à une comparaison intéressante; si l'on admet que pour un même volume de vapeur saturée, dans des limites étroites de température et de pression, les rotations soient proportionnelles aux pressions, on trouve qu'à la pression de 760^{mm} la vapeur de sulfure de carbone saturée donnerait 22',7, ce qui correspondrait à un pouvoir rotatoire égal à 0,000706. En prenant l'indice de réfraction donné par Dulong, $n = 1,0015$, on trouverait

$$\frac{R}{n^2(n^2-1)} = 0,234$$

pour la vapeur de sulfure de carbone à 760^{mm} de pression. Or on avait trouvé précédemment pour le sulfure de carbone liquide le nombre presque identique

$$\frac{R}{n^2(n^2-1)} = 0,231.$$

Pour la vapeur de sulfure de carbone, de même que pour l'air, on a mesuré les rotations magnétiques inégales des rayons de diverses couleurs.

Le gaz d'éclairage a manifesté un pouvoir rotatoire magnétique voisin de 0,0002, intermédiaire entre les nombres qui correspondraient théoriquement au gaz des marais et au gaz oléfiant.

Les nombres précédents, bien qu'ils soient déduits de rotations très-faibles, présentent une vérification remarquable des considérations qui m'ont guidé dans ces recherches, savoir : la constance

du rapport $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ pour le même corps ou pour les corps d'une même famille chimique.

Dans la présente Note j'ai principalement voulu faire ressortir ce dernier point; quant aux nombres eux-mêmes, ils pourront être légèrement modifiés par mes recherches ultérieures.

J'ai trouvé également des résultats très-intéressants avec divers gaz, notamment avec l'oxygène, mais je crois devoir attendre, pour publier ces nombres, qu'ils soient contrôlés par les moyens d'amplification dont je dispose maintenant, et qui me conduiront, je l'espère, à une approximation plus grande dans les mesures.

POUVOIR ROTATOIRE MAGNÉTIQUE DES LIQUIDES ET DE LEURS VAPEURS;

PAR M. E. BICHAT.

En étudiant le pouvoir rotatoire magnétique des liquides pour des températures successivement croissantes, j'ai reconnu qu'il va en diminuant suivant une loi assez simple. Si l'on représente par α_0 la rotation à zéro, la rotation α_t à t° est donnée par une rotation de la forme $\alpha_t = \alpha_0 - at - bt^2$. En particulier pour le sulfure de carbone, si la rotation à 0° est $1'$, la rotation à t° sera

$$\alpha_t = 1' - 0,00104\,t - 0,0000014\,t^2.$$

Tant qu'il s'agit de températures éloignées du point d'ébullition du liquide, le pouvoir rotatoire diminue comme la densité; mais, dans le voisinage de ce point d'ébullition, la diminution du pouvoir rotatoire est beaucoup plus grande que celle que pouvait faire prévoir le calcul basé sur la connaissance des densités.

Pour étudier les liquides aux différentes températures, on les place dans un tube à double enveloppe que l'on chauffe au moyen d'une rampe de becs de gaz. On peut ainsi, pendant un temps suffisamment long, maintenir la température constante. Ce tube est disposé entre les pôles d'un électro-aimant construit par Ruhmkorff. La seule difficulté tient à ce que l'intensité du courant de la

pile change pendant l'expérience qui, par sa nature même, dure longtemps. Pour en tenir compte, on munit les électro-aimants d'armatures d'un diamètre égal à celui des bobines; puis on installe dans une direction faisant avec l'axe de l'électro-aimant un angle d'environ 45° un polarimètre à pénombres, au moyen duquel on observe un morceau de flint placé contre l'une des armatures. Le pouvoir rotatoire développé dans ce morceau de flint est toujours proportionnel à l'action magnétique, et, par suite, peut servir à tenir compte des variations de cette dernière.

Si l'on admet que le pouvoir rotatoire magnétique est moléculaire, on pourra, grâce à la relation établie précédemment, calculer la rotation imprimée au plan de polarisation par la vapeur de sulfure de carbone à une température et à une pression données. On trouve ainsi que si, comme cela arriva dans une de mes expériences, le pouvoir rotatoire du liquide est 80° à la température zéro, celui de la vapeur à la température 70° et à la pression 740^{mm} sera de 11'. Il faut donc, pour pouvoir mettre en évidence cette valeur de la rotation du plan de polarisation pour les vapeurs de sulfure de carbone, disposer un appareil donnant avec le liquide une rotation d'environ 78° à la température ordinaire. On peut y arriver de deux manières différentes, ou bien en augmentant la puissance des appareils propres à développer le pouvoir rotatoire, ou bien en forçant le rayon de lumière à traverser plusieurs fois le tube contenant la vapeur. C'est ce dernier procédé que j'ai tout d'abord employé; mais, soit défaut de parallélisme des glaces fermant l'appareil, soit pour une autre cause, je n'ai jamais pu obtenir d'image bien nette au delà de deux réflexions; c'est-à-dire après que le rayon de lumière avait traversé trois fois la colonne de vapeur. J'ai reconnu bientôt qu'avec les appareils ordinaires la rotation, même après deux réflexions, est trop faible pour qu'on puisse l'apprécier. J'ai alors fait construire par M. E. Ducretet un appareil se composant de deux tubes en laiton concentriques, de $3^{m},60$ de longueur. Le tube intérieur est fermé par des glaces parallèles et porte deux tubulures munies de robinets qui permettent de le mettre en communication avec l'extérieur. Dans l'espace annulaire compris entre les deux tubes, on peut faire circuler soit un courant d'eau chaude, soit un courant d'huile, soit un courant de vapeur. Sur une longueur de 3^{m}, le tube porte une

série de bobines recouvertes d'un fil de $0^m,003$ de diamètre. L'expérience montre que, dans ces conditions, l'action du courant sur les glaces est nulle. Le courant traversant le fil était fourni par quatre-vingts grands éléments de Bunsen, séparés en quatre groupes de vingt éléments, ces groupes étant réunis par les pôles de même nom. C'est avec ce tube que l'on obtenait la rotation dont il était question tout à l'heure.

La vapeur devait donc donner 11′ ou, après deux réflexions, 33′. Or elle donna toujours une rotation beaucoup plus faible. Des mesures très-concordantes permettent de lui assigner la valeur de 6′.

De ces résultats on peut tirer les conclusions suivantes :

1° La diminution du pouvoir rotatoire magnétique des liquides se fait, pour des températures voisines du point d'ébullition, beaucoup plus rapidement que la diminution de la densité; et, vraisemblablement, suivant la formule théorique $n^2(n^2-1)$, où n désigne l'indice de réfraction, formule établie par M. H. Becquerel (¹).

2° Cette diminution est beaucoup plus rapide quand on passe du liquide à sa vapeur. Si, dans ce cas encore, on admet la formule théorique donnée par M. H. Becquerel, on trouve 4′ pour la rotation de la vapeur. Ce nombre concorde suffisamment avec celui qui a été fourni par l'expérience pour que l'on puisse regarder cette formule comme représentant exactement la marche du phénomène.

Cette valeur obtenue pour la rotation de la vapeur de sulfure de carbone a d'ailleurs été vérifiée par une autre expérience. On introduit dans le tube un peu de sulfure de carbone liquide; puis, après avoir chassé l'air qu'il contient, on fait passer dans la double enveloppe un courant de vapeur d'eau. On obtient ainsi de la vapeur à la pression de 3320^{mm}. Dans ces conditions, la vapeur, d'après la relation donnée par M. Becquerel, devrait fournir une rotation d'environ 12′. L'expérience donne 15′, nombre un peu trop fort; mais, si l'on tient compte des difficultés inhérentes à ce genre d'expériences, on pourra admettre que ces nombres sont suffisamment concordants.

Il est inutile d'ajouter que dans chaque cas on tenait compte des

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. V, p. 233.

variations d'intensité du courant pour la comparaison des résultats obtenus.

Les expériences que je viens de décrire ont été commencées il y a près d'un an déjà. La rotation des vapeurs a été mise en évidence et montrée par moi à plusieurs personnes à Nancy dès le mois de juillet 1878. Au mois d'octobre suivant, des expériences analogues étaient faites à Strasbourg avec un appareil disposé comme celui que je viens de décrire. Ces expériences ont été publiées tout récemment ([1]). Les auteurs de ce travail ont constaté, sans pouvoir le mesurer, le pouvoir rotatoire magnétique des vapeurs de sulfure de carbone, de l'hydrogène sulfuré et de l'acide sulfureux.

Bien que la forme extérieure de l'appareil utilisé par les physiciens allemands soit identique avec celle de l'appareil que j'ai employé, il y a cependant, au fond, une différence qui me paraît capitale. Le tube qui me sert est en laiton, tandis que celui qui existe à Strasbourg est en fer. Ce dernier appareil constitue donc un grand électro-aimant creux dans l'intérieur duquel sont renfermés les gaz qu'il s'agit d'étudier.

Pour montrer l'inconvénient qu'une pareille disposition présente, je citerai l'expérience suivante. Un tube plein de sulfure de carbone est placé entre les pôles d'un électro-aimant; il donne une rotation de 10°30'. En introduisant ce même tube dans l'intérieur de l'un des deux électro-aimants creux du même appareil, et en lançant dans cet électro-aimant unique tout le courant de la pile, on n'observe aucune rotation appréciable.

Il est vrai que, lorsque le tube en fer de l'électro-aimant est plus mince, l'action n'est pas complétement annulée, mais elle est toujours considérablement diminuée. Ainsi, une bobine creuse de $0^m,20$ de longueur contenant un tube plein de sulfure de carbone donne une rotation de 5°. Si dans la bobine et autour du tube on dispose un cylindre en fer de $0^m,0025$ d'épaisseur, la rotation n'est plus que de 1°.

Ces expériences ne sont d'ailleurs qu'une confirmation de la théorie des aimants creux que M. Bertin a donnée il y a près de vingt ans déjà ([2]).

([1]) *Annalen der Physik und Chemie*, t. VI, p. 332; mars 1879.
([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LVIII, p. 90.

Malgré ces conditions défavorables, les auteurs allemands donnent pour la vapeur de sulfure de carbone une rotation de 0°,5 pour un courant fourni par soixante-quatre éléments Bunsen. Cela est complétement en désaccord avec mes expériences.

F. KOHLRAUSCH. — Das electrische Leitungsvermögen der wässerigen Lösungen, etc. (Sur le pouvoir conducteur électrique des dissolutions aqueuses, etc.); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 1; 1879.

Ce Mémoire fait suite à d'autres travaux publiés déjà par l'auteur sur le même sujet. Il contient un grand nombre de faits intéressants; mais je ne veux indiquer ici que quelques résultats remarquables, obtenus notamment en recherchant l'influence exercée par la température sur le pouvoir conducteur des liquides.

Le premier de ces résultats est relatif à la lessive concentrée de soude. Cette lessive, qui, à la température de — 10°, conduit assez mal, acquiert, sous l'action de la chaleur, un pouvoir conducteur qui croît d'une manière régulière et avec une énorme rapidité, de telle sorte que ce liquide, à la température de + 80°, conduit *cent* fois mieux qu'à la température de — 10°.

La dissolution de bisulfate de potasse se conduit d'une façon complétement différente. Son pouvoir conducteur croît avec une extrême lenteur avec la température. Il augmente cependant jusqu'à la température de 60°, pour laquelle il est maximum. A partir de ce point, il reste à peu près constant lorsque la température s'élève.

Enfin, en étudiant les dissolutions de sulfate de soude, qui, comme on le sait, présentent à la température de 33° une particularité remarquable, tenant à la proportion plus ou moins considérable d'eau de cristallisation, l'auteur n'a rien trouvé de particulier relativement au pouvoir conducteur. Cela semble montrer que l'eau de cristallisation ne joue aucun rôle dans la conductibilité des liquides pour l'électricité. E. Bichat.

W.-H. PREECE. — The electric light (La lumière électrique); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VII, p. 29; 1879.

Les calculs relatifs à la chaleur dégagée dans les diverses portions d'un circuit galvanique peuvent, dans une certaine mesure, nous renseigner sur la lumière produite quand la température dépasse une limite donnée.

D'après les lois de Joule et d'Ohm, la chaleur H dégagée dans un circuit pendant l'unité de temps est représentée, à un facteur constant près, par la formule

$$H = \frac{E^2}{R},$$

R étant la résistance totale et E la force électromotrice.

En désignant par ρ la résistance intérieure, par l la résistance particulière dans laquelle se produisent les phénomènes à étudier, et par r la résistance du reste du circuit, on a pour la chaleur totale dégagée

$$H = \frac{E^2}{\rho + r + l},$$

et pour la chaleur dégagée dans la portion l

$$H_1 = \frac{E^2 l}{(\rho + r + l)^2},$$

et enfin, en supposant n résistances égales à l groupées successivement en série et en surface,

$$H' = \frac{E^2 nl}{(\rho + r + nl)^2} \quad \text{ou} \quad H'' = \frac{E^2 \frac{l}{n}}{\left(\rho + r + \frac{l}{n}\right)^2}.$$

On trouve aisément que ces expressions deviennent maxima quand la résistance considérée nl ou $\frac{l}{n}$ est égale à celle du reste du circuit. Dans le premier cas, on peut, pour une valeur de n assez grande, négliger $\rho + r$ par rapport à nl, ce qui donne

$$H' = \frac{E^2}{nl}.$$

Dans le second cas, au contraire, $\frac{l}{n}$ devient négligeable par rapport à $\rho + r$, et l'on a

$$H'' = \frac{E^2 l}{n(\rho + r)^2}.$$

Dans l'un et l'autre cas, la quantité totale de chaleur utilisée est en raison inverse du nombre des résistances l introduites, et la quantité de chaleur produite dans chaque résistance est en raison inverse du carré de ce même nombre.

D'autre part, la lumière émise doit décroître plus vite que la chaleur produite, puisque au-dessous d'une certaine température la chaleur n'est plus accompagnée de lumière. La masse à échauffer est proportionnelle au nombre des foyers. Son accroissement abaisse la température, et par suite diminue la lumière fournie par une quantité de chaleur donnée. En outre, s'il s'agit de l'arc électrique, la multiplication des bougies donnera lieu à un transport plus abondant de parcelles de charbon, ce qui constitue une dépense de travail étrangère à la chaleur produite. La diminution de lumière sera donc plus rapide que ne l'indique la loi précédente.

Si le courant est produit par un appareil magnéto ou dynamo-électrique mû par une machine à vapeur, la quantité qui reste constante n'est plus la force électromotrice E, mais le travail total produit dans l'unité de temps. On a, suivant que les résistances sont en série ou en surface, en désignant par W la chaleur totale produite dans le circuit,

$$H_1 = W \frac{nl}{\rho + r + nl} \quad \text{ou} \quad H_2 = W \frac{\frac{l}{n}}{\rho + r + \frac{l}{n}},$$

ou, en faisant les approximations déjà indiquées,

$$H_1 = W, \quad H_2 = W \frac{l}{n(\rho + r)}.$$

A mesure que le courant sera distribué à un plus grand nombre de foyers, il y aura perte de lumière dans le premier cas, par suite de l'abaissement de température, comme nous l'avons vu plus haut, bien que la quantité de chaleur demeure constante. Dans le

second cas, la diminution de lumière sera plus rapide que ne l'indique la formule.

D'ailleurs, la chaleur W n'est constante que si la machine a atteint sa vitesse de rotation maxima. Cette limite est obtenue avec six foyers lumineux pour la machine Wallace et avec cinq bougies Jablochkoff pour la machine Gramme. L'auteur conclut à l'impossibilité de la subdivision indéfinie de la lumière électrique, au moins avec les machines actuellement employées.

G. FOUSSEREAU.

THOMAS GRAY. — **On the experimental determination of magnetic moments in absolute measure.** (Détermination de moments magnétiques en valeur absolue); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VI, p. 321; 1878.

Le but du travail de l'auteur est de rechercher, d'une part, comment la trempe de l'acier influe sur son aimantation, de l'autre, si les barreaux aimantés abandonnés à eux-mêmes conservent leur état magnétique. Toutes les mesures sont faites en prenant pour unités fondamentales le centimètre, le gramme et la seconde.

Les expériences ont porté sur des barreaux d'acier de 5^{cm} de long, extraits d'un même fil de $0^{cm},097$ de diamètre pesant $5^{gr},77$ par mètre.

Ces barreaux, placés dans un vase de fer à parois minces, furent portés au rouge vif, puis plongés brusquement dans l'eau à 15°. Pour les recuire, après les avoir partagés en faisceaux de cinq, on les plaçait dans un bain d'huile et on retirait un faisceau aux températures suivantes :

100°, 150°, 200°, 250°, 260°, 270°, 280°, 300°;

chaque faisceau était abandonné dans l'air à un refroidissement lent.

On aimantait une première fois chaque barreau en le plaçant à l'intérieur d'une hélice composée de 160 tours, traversée par le courant d'une pile de 10 éléments Daniell, modèle W. Thomson; l'intensité du courant était $\frac{1}{1,065}$, et la force magnétisante 377. Une seconde aimantation pouvait être communiquée à l'aide d'une seconde hélice, dont la force magnétisante était 1100. On déter-

minait la durée d'oscillation de chaque barreau suspendu à un fil de soie de 30^{cm} de longueur. On le faisait ensuite agir sur une petite aiguille aimantée collée derrière un miroir, en se plaçant dans les positions indiquées par Gauss. La déviation s'évaluait par la méthode de réflexion, comme dans un galvanomètre de M. W. Thomson.

Les deux observations combinées donnaient, d'une part, la composante horizontale de l'action terrestre, de l'autre, le moment magnétique de chaque barreau.

Le Tableau suivant donne la moyenne des résultats obtenus avec chaque groupe de cinq barreaux :

Composante horizontale de l'action de la Terre, 0,15399.

ÉTAT DU BARREAU.	PREMIÈRE AIMANTATION.		DEUXIÈME AIMANTATION.	
	Moment magnétique total.	Moment magnétique par gramme.	Moment magnétique total.	Moment magnétique par gramme.
Acier trempé	20,44	71,82	21,14	74,33
» recuit à 100°	20,73	75,64	21,10	76,98
» » à 150°	20,59	75,60	20,73	76,50
» » à 200°	20,79	75,76	20,87	76,04
» » à 240° (jaune)	21,09	77,42	»	»
» » à 250° (jaune brun)	20,89	76,89	21,00	77,27
» » à 260° (brun)	20,78	75,92	»	»
» » à 270° (brun pourpre)	21,25	77,59	»	»
» » à 280° (pourpre)	20,77	76,51	»	»
» » à 290° (bleu clair)	20,39	76,14	»	»
» » à 300° (bleu foncé)	21,41	78,60	21,54	79,09
» » à 310° (bleu noir)	21,30	79,24	»	»
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'eau bouillante	18,76	65,21	18,95	65,85
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'huile froide	17,52	62,01	17,47	61,86
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'huile à 100°	19,58	71,40	19,78	72,13
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'huile à 150°	21,44	74,71	21,99	76,63
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'huile à 200°	21,03	73,82	21,19	74,38
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'huile à 250°	20,66	72,29	20,81	72,62
» chauffé au rouge vif et trempé dans l'huile à 300°	20,93	73,24	21,05	73,56

Avec les barreaux trempés, la seconde aimantation ne produit presque aucun effet; il n'en est plus de même dans le cas des barreaux recuits, ce qui semble indiquer que la force magnétisante employée avait saturé les premiers. Pour les barreaux trempés à différentes températures, l'aimantation décroît à mesure que la température s'élève.

Le magnétisme des barreaux avait à peine varié au bout de neuf mois. A. HURION.

PAUL LA COUR. — **Das Tonrad (La roue phonique); Copenhague, 1878.**

L'instrument consiste en une roue dentée de fer doux, mobile autour d'un axe vertical, en face du pôle d'un électro-aimant placé dans son plan. Ce pôle est assez petit pour agir sur une seule dent à la fois. Lorsqu'on fait passer dans le fil un courant interrompu par un diapason (courant phono-électrique), et qu'on donne à la roue une vitesse telle que le nombre de dents qui passent devant le pôle dans un temps donné soit égal au nombre d'interruptions pendant le même temps, le mouvement continue avec la même vitesse; c'est la *vitesse régulière* de la roue. On pourrait aussi obtenir des vitesses multiples ou sous-multiples, mais cet état d'équilibre serait moins stable que le premier. Les irrégularités du mouvement disparaissent, si le moment d'inertie de l'appareil est suffisamment grand; on obtient facilement cette régularité en plaçant sur la roue un disque de bois creusé d'une rainure circulaire remplie de mercure; le métal agit à la fois par son poids et par son frottement sur le disque pour maintenir la vitesse constante.

On peut faire varier entre des limites étendues le nombre des dents et le nombre de vibrations du diapason interrupteur, et obtenir ainsi un mouvement de rotation régulier plus ou moins rapide, applicable à des chronographes, à des appareils synchrones dans la télégraphie, etc. C. DAGUENET.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCES AND ARTS, 1878.

H.-A. ROWLAND. — Sur l'effet magnétique de la convection électrique, p. 30.

Maxwell a calculé (*Treatise on Electricity*, art. 770) l'action magnétique produite par le mouvement d'un corps électrisé, mais aucune expérience n'a encore été faite pour prouver si cette action existe réellement. Les recherches de M. H.-A. Rowland semblent combler cette lacune.

L'expérience consiste à faire tourner très-rapidement autour d'un axe vertical un disque conducteur électrisé, maintenu à un potentiel constant. Au-dessus du disque on suspend un système astatique très-sensible, dont les aiguilles sont écartées de 18^{cm} l'une de l'autre, pour que l'action du disque sur le système se réduise à celle qu'il exerce sur l'aiguille inférieure. Si la vitesse du disque est suffisante (61 tours par seconde), on observe une déviation du système astatique, dans le sens prévu par la théorie de Maxwell. Cette déviation n'est pas produite par une cause extérieure, comme l'aimantation de l'axe par exemple, car elle change de signe avec l'électrisation du disque, le sens du mouvement restant le même. Elle n'est pas due non plus au magnétisme de rotation, car on l'obtient également bien avec un disque divisé en secteurs par des fentes suivant les rayons.

Le phénomène observé dans ce cas est un effet de *convection* électrique, ou transport dans l'espace de masses conductrices électrisées. M. H.-A. Rowland a observé un fait analogue pour la *conduction*, ou transport de l'électricité dans une masse conductrice.

Dans cette deuxième série d'expériences, le disque communique avec le sol par l'intermédiaire de l'axe; il est donc maintenu au potentiel zéro. Deux petites feuilles d'étain placées l'une en dessus de l'autre enveloppent un point de la circonférence du disque, sans le toucher. Si les deux feuilles d'étain communiquent toutes deux avec un même corps électrisé, il se développera par influence une charge de signe contraire sur la partie du disque qu'elles comprennent; le disque tournant se déplace donc par rapport à la charge induite qu'il possède, et qui reste toujours vis-à-vis des lames inductrices. On observe un effet égal et contraire à celui

que donnerait le mouvement de la même quantité d'électricité dans le disque. L'auteur montre que, dans la limite de précision que l'on peut espérer, l'effet de convection est égal à celui de conduction, pourvu que dans les deux cas la quantité d'électricité qui passe par un point donné soit la même.

M. Rowland aborde ensuite le calcul de ses expériences. La formule présente cet intérêt qu'elle contient comme facteur le nombre V, rapport des unités absolues électrostatiques aux unités électromagnétiques. La valeur de V qui satisfait le mieux aux équations est 30000000000^c par seconde, c'est-à-dire précisément le nombre admis aujourdhui pour la vitesse de la lumière. Les expériences de Maxwell avaient assigné à V la valeur de 28800000000.

O.-N. ROOD. — Comparaison photométrique de lumières de différentes couleurs, p. 81.

M. O. Rood est arrivé à comparer de la manière suivante l'intensité lumineuse relative de différentes substances colorées. Sur un axe horizontal on fixe un disque de carton recouvert d'une couche de la substance à étudier; au centre est un disque à secteurs blancs et noirs de dimensions relatives variables. Le tout étant mis en rotation rapide, on change progressivement le rapport des secteurs blancs aux secteurs noirs jusqu'à ce qu'on obtienne un gris d'une teinte franchement plus sombre que la couleur étudiée. On mesure alors le rapport des secteurs blancs aux secteurs noirs, et l'on recommence l'expérience en cherchant à produire un gris nettement plus clair que la teinte que l'on veut mesurer. La moyenne de ces deux nombres donne l'éclat relatif de la substance colorée, celui du carton blanc étant pris pour unité.

Pour éviter toute erreur personnelle dans l'expérience, on confie à un aide le soin de faire varier arbitrairement le rapport des secteurs blancs aux secteurs noirs; on se borne alors à l'arrêter au moment où l'on croit observer la nuance convenable. On peut, du reste, trouver des vérifications importantes, en recommençant l'expérience avec la couleur complémentaire de celle qu'on a d'abord étudiée. Puis on peint sur un disque des secteurs alternés de ces deux substances, de dimensions convenables pour donner par la rotation un gris parfaitement neutre, dont on mesure à son tour

l'éclat par la comparaison directe avec les secteurs blancs et noirs. Connaissant l'éclat de chacune des substances et la proportion dans laquelle elles se combinent pour former le gris neutre, on calcule l'intensité de ce gris; le nombre ainsi obtenu doit être très-voisin de celui que donne l'expérience directe.

Nous citerons, comme exemples, les nombres suivants :

	Éclat relatif.	Éclat du gris observé.	Éclat du gris calculé.
Vermillon	28,8	24,54	25,47
Bleu vert	26,56		
Jaune de chrome	80,3	54,51	53,92
Bleu de cobalt	35,38		
Vert	41,19	24,94	26,56
Pourpre	14,83		

Ces expériences donnent, pour la première fois, la démonstration expérimentale d'une hypothèse avancée par Grassmann : que l'intensité totale d'un mélange de plusieurs couleurs est la somme des intensités de chacune des couleurs composantes.

A.-S. KIMBALL. — **Sur le frottement des tourillons pour de faibles vitesses**, p. 192.

L'auteur rappelle qu'il a le premier indiqué (*American journal*, may 1877) ce fait, retrouvé depuis par Fleming Jenkin, que le coefficient de frottement de tourillons ne croît pas indéfiniment avec la vitesse, mais passe par un maximum. De nouvelles expériences de M. A.-S. Kimball lui permettent d'affirmer qu'au delà du maximum le coefficient de frottement diminue lentement et tend vers une limite. Le maximum du frottement se produit généralement pour de très-faibles vitesses, de sorte que, dans la plupart des expériences, on se trouve dans le cas où le coefficient, tendant vers une limite déterminée, ne varie plus sensiblement. C'est pour cette raison que l'on admet généralement un coefficient de frottement constant et indépendant de la vitesse. ALFRED ANGOT.

(*A suivre*).

SUR LES HOUPPES DES CRISTAUX POLYCHROÏQUES;

PAR M. A. BERTIN (¹).

Quand on regarde le ciel blanc et par conséquent non polarisant à travers une lame d'andalousite taillée perpendiculairement à l'un des axes optiques, on observe de chaque côté de l'axe deux secteurs sombres sur un fond brillant : c'est ce qu'on appelle les *houppes* (*fig.* 1).

Fig. 1.



Quoique ce phénomène soit connu depuis longtemps, nos Traités de Physique n'en parlent pas, et c'est à peine s'il est signalé dans quelques Traités de Minéralogie. Il a été découvert par Brewster, en 1818, dans la cordiérite, l'épidote, l'axinite, le mica et la topaze (²).

Les houppes de la cordiérite, signalées les premières, sont faibles. Celles de l'épidote sont au contraire très-apparentes et colorées sur les bords ; on les voit même dans les cristaux naturels, mais il faut les chercher, tandis qu'elles apparaissent de suite dans les lames perpendiculaires à l'un des axes. Celles de l'axinite sont encore plus colorées. Le mica se clivant perpendiculairement à la ligne moyenne, il faut chercher ses houppes obliquement dans la direction des axes ; on les trouve alors par paires, et, comme on peut aussi observer les lemniscates au microscope polarisant, on con-

(¹) Un Mémoire de M. Bertin sur le même sujet a paru dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5ᵉ série, t. XV, p. 396.

(²) *Mémoire sur le dichroïsme des cristaux* (*Philosophical Transactions*, p. 11 à 29; 1819). Ce Mémoire est traduit dans le *Journal de Physique* de mars 1820, t. XC, p. 177 à 189.

state que les houppes sont perpendiculaires au plan des axes : c'est ce qui a lieu dans tous les cas. Brewster a figuré des houppes très-apparentes dans la topaze bleue; celles que j'ai pu voir dans la topaze jaune sont à peine sensibles.

Les plus belles houppes sont celles de l'andalousite, qui nous ont servi de type pour la *fig.* 1. Elles ont été découvertes par Haidinger en 1844 ([1]).

Celles du diopside ont été signalées par Biot.

Enfin, en 1854, de Senarmont a produit des houppes remarquables dans l'azotate de strontiane, en lui donnant un polychroïsme artificiel par une coloration au bois de Campêche ([2]) : c'est ce que j'appelle le *sel de Senarmont*. Malheureusement ce sel est très-efflorescent et toutes les lames préparées par de Senarmont sont perdues. Celles que je possède proviennent d'une préparation faite à l'École Normale par M. Bichat. Les unes sont taillées perpendiculairement à l'axe et donnent une belle houppe noire sur un fond pourpre; les autres sont perpendiculaires à la ligne moyenne et donnent, comme le mica, deux houppes perpendiculaires au plan des axes. De Senarmont parle aussi, dans ce Mémoire, des houppes de l'acétate de cuivre : elles sont faibles.

Tout récemment, M. Richard a retrouvé les houppes dans le clinochlore et M. Bertrand a signalé un phénomène analogue dans le platinocyanure d'yttrium.

Je réunis dans le Tableau suivant tous les cristaux dans lesquels les houppes ont été signalées et dans lesquels je les ai observées.

Noms des cristaux.	Signe.	Système cristallin.	Angle des axes intérieur.	Angle des axes extérieur.
			o	o
1. Cordiérite	—	Orthorhombique.	39,5	63
2. Épidote	+	Clinorhombique.	88	»
3. Mica	—	Orthorhombique.	»	70
4. Axinite	—	Anorthique	74	»
5. Topaze	+	Orthorhombique.	65	120
6. Diopside	+	Clinorhombique.	59	»
7. Andalousite	+	Orthorhombique.	87,5	»
8. Sel de Senarmont	—	Clinorhombique.	»	31
9. Acétate de cuivre	+	Clinorhombique.	85	»
10. Clinochlore	+	Clinorhombique.	»	10 à 86
11. Platinocyanure d'yttrium	+	Orthorhombique.	»	24

([1]) *Répertoire d'Optique* de l'abbé Moigno, t. IV, p. 1587.

([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XLI, p. 330; 1854.

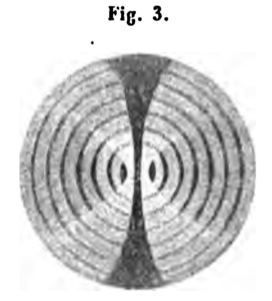
On voit par ce Tableau que tous les cristaux qui donnent des houppes appartiennent aux trois systèmes cristallins doués de deux axes optiques. On peut même remarquer que ces axes y sont en général très-écartés et qu'ils sont presque perpendiculaires dans les deux espèces qui donnent les plus belles houppes, l'andalousite et l'épidote. Tous ces cristaux sont polychroïques ; les houppes seraient même, suivant de Senarmont, caractéristiques du polychroïsme. Mais il ne faut pas pousser les choses à l'extrême : il y a beaucoup de cristaux polychroïques, et nous n'en avons trouvé qu'une dizaine donnant des houppes. Tout ce que nous pouvons dire de plus général, c'est que :

1° Les houppes ne s'observent que dans les cristaux biaxes polychroïques ;

2° Elles sont toujours perpendiculaires au plan des axes et centrées sur le point où l'axe optique perce le cristal.

Fig. 2.

Fig. 3.



Si, au lieu de regarder nos lames sur un ciel blanc, nous les observons sur un ciel bleu, qui réfléchit de la lumière partiellement polarisée, le phénomène changera d'aspect; les houppes se couvriront d'anneaux traversés par une ligne neutre blanche ou noire et qui se déplacera avec le cristal. Il importe donc d'étudier les houppes dans la lumière polarisée.

Combinons, par exemple, nos lames avec une tourmaline dont l'axe sera parallèle ou perpendiculaire aux houppes. Si nous avons affaire à une andalousite, par exemple, dont nous avons placé la ligne des houppes horizontale, la tourmaline parallèle aux houppes nous montrera la *fig.* 2 et la tourmaline perpendiculaire aux houppes nous fera voir la *fig.* 3.

Nous aurons les mêmes apparences sans tourmaline si, tenant

la ligne des houppes horizontale, nous recevons sur l'andalousite la lumière réfléchie par une glace noire horizontale ou par une vitre verticale.

Ce sera encore la même chose si nous regardons à travers la même lame, dont la ligne des houppes sera toujours horizontale, la lumière sortant d'un prisme biréfringent dont la section principale serait verticale. Quand les houppes apparaîtront dans l'image ordinaire, nous aurons la *fig.* 2, et, si nous les amenons ensuite dans l'image extraordinaire, nous verrons la *fig.* 3.

Nous conclurons de toutes ces observations concordantes que les anneaux de la *fig.* 2 apparaissent dans la lumière polarisée quand ses vibrations sont parallèles à la ligne des houppes, et qu'ils sont remplacés par les anneaux de la *fig.* 3 quand ces mêmes vibrations sont perpendiculaires aux houppes.

Si nous remplaçons maintenant l'andalousite par l'épidote, les phénomènes seront précisément les inverses des précédents, et ce qu'il y a de singulier, c'est que tous les autres cristaux se comportent comme l'épidote.

En résumé, si nous observons les houppes dans un champ de lumière polarisée, nous verrons :

	La vibration incidente étant	
	parallèle aux houppes.	perpendiculaire aux houppes.
Avec l'andalousite........................	la *fig.* 2	la *fig.* 3
Avec l'épidote et les autres cristaux.......	la *fig.* 3	la *fig.* 2

Enfin, si la lumière est polarisée des deux côtés ou si nous observons nos lames dans une pince à tourmalines, en tenant toujours la ligne des houppes horizontale, nous apercevrons dans l'andalousite les franges de la *fig.* 4 si les axes des tourmalines sont parallèles aux houppes, et une figure analogue à la *fig.* 5 s'ils sont perpendiculaires. Nous appellerons *fig.* 5 B celle que nous verrons dans ce dernier cas, et qui ne diffère de la *fig.* 5 que parce que la ligne neutre, qui est sombre dans celle-ci, est claire dans la figure observée. Notre *fig.* 4 paraît n'être que la reproduction de la *fig.* 2 ; mais, en réalité, les anneaux sont plus beaux, plus nombreux et plus marqués lorsque la pince est complète que lorsqu'on a enlevé une tourmaline. Notons encore que dans la *fig.* 4 les anneaux paraissent limités à l'espace occupé par les houppes, tandis que ceux de la *fig.* 5 B occupent tout le champ.

Si nous remplaçons l'andalousite par l'épidote, nous aurons les phénomènes inverses, c'est-à-dire la *fig.* 4, quand les axes des tourmalines parallèles seront perpendiculaires à la ligne des houppes, et la *fig.* 5 B quand ils lui seront perpendiculaires. Tous les cristaux du type épidote donneront les mêmes résultats; mais il est bien entendu que, pour que les franges soient belles, il faut que les lames ne soient ni trop colorées ni trop épaisses.

Enfin, si les tourmalines sont croisées et la ligne des houppes

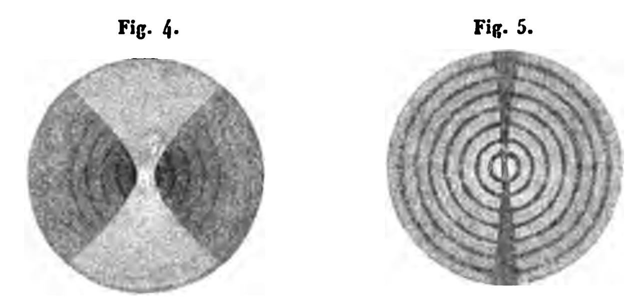


Fig. 4. Fig. 5.

perpendiculaire à l'axe de l'une d'elles, on observera la *fig.* 5 exactement, c'est-à-dire des anneaux traversés par une ligne noire, qui pour tous les cristaux est perpendiculaire à la ligne des houppes.

En résumé, nous voyons que, en observant une lame donnant des houppes successivement dans la lumière naturelle, dans la lumière polarisée d'un côté et dans la lumière polarisée des deux côtés, le phénomène qu'elle nous présentera se modifiera progressivement de la *fig.* 1 d'abord aux *fig.* 2 et 3, puis à la fin aux *fig.* 4 et 5. Mais celles-ci sont bien connues : ce sont les franges des biaxes perpendiculaires à l'un des axes, comme sont les lames de clivage du sucre candi.

La théorie de ces franges est aussi connue. Si on la restreint au cas où l'angle des axes est très-grand, comme dans l'andalousite et l'épidote, que nous visons spécialement dans cette étude, cette théorie se simplifie et conduit à la formule

$$I = \cos^2\theta + \sin(\alpha + \varphi)\sin[2\theta - (\alpha + \varphi)]\sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda},$$

dans laquelle I est l'intensité de la lumière qui a traversé la pince à tourmalines, θ l'angle des axes des tourmalines, α l'azimut du plan des axes de la lame ou l'angle qu'il fait avec l'axe de la première

tourmaline, et φ l'azimut variable du plan de réfraction, compté à partir de la même origine ; δ est le retard que la lame imprime aux deux rayons qui la traversent. J'ai démontré, dans mon Mémoire sur la surface isochromatique (¹), que les franges étaient ici des anneaux équidistants, dont le rayon est proportionnel à δ. Ces anneaux sont traversés par des lignes neutres que nous allons trouver en discutant l'équation.

1° *Tourmalines croisées*. — Si $\theta = 90°$, on a

$$I = \sin^2(\alpha + \varphi)\sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}.$$

La ligne neutre est donnée par $\varphi = -\alpha$ et son intensité est nulle. Pour $\alpha = 0$, $\varphi = 0$; la ligne neutre est donc suivant l'axe de la première tourmaline, *fig.* 5. Si l'on fait tourner la lame sur son axe, la ligne neutre tourne en sens contraire du plan des axes et se confond de nouveau avec lui quand il coïncide avec l'axe de la deuxième tourmaline, ou de la tourmaline oculaire.

2° *Tourmalines parallèles*. — Si $\theta = 0$, on a

$$I = 1 - \sin^2(\alpha + \varphi)\sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}.$$

La ligne neutre correspond encore à $\varphi = -\alpha$; mais cette fois elle est brillante, car son intensité est 1, c'est-à-dire égale à celle de la lumière incidente. Cette ligne brillante tourne donc en sens contraire du plan des axes et se confond avec lui dans deux cas seulement : pour $\alpha = 90°$, elle est alors perpendiculaire aux tourmalines (*fig.* 4) ; et, pour $\alpha = 0$, elle est alors parallèle aux tourmalines ; ce sont les franges que nous avons désignées sous le nom de *fig.* 5 B.

Si dans la direction $\varphi = -\alpha$ l'intensité est zéro ou 1, il en est encore à peu près de même dans une direction peu écartée. Par exemple, à 6° de cette ligne, $\sin^2 6°$ étant égal à $\frac{1}{100}$, la variation d'intensité est insensible, c'est-à-dire que la ligne neutre s'étale à partir du centre et forme réellement deux secteurs de 12° environ.

Telle est la théorie des anneaux représentés dans les *fig.* 4 et 5 ; ceux des *fig.* 2 et 3 s'en déduiront si nous trouvons dans les cris-

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. LXIII, p. 96.

taux dichroïques ce qu'il faut pour remplacer la tourmaline absente. Ces anneaux sont déjà plus effacés que les premiers, et, si l'on enlève encore la seconde tourmaline, on retrouve des houppes qui peuvent passer pour des anneaux encore plus effacés que les seconds. Telle est l'idée que W. Herschel développe dans son *Optique* (§ 1068). Pour expliquer comment les houppes ne sont que des anneaux effacés, il suppose que le cristal qui donne des houppes est un cristal irrégulier dans lequel les axes des diverses parties ne coïncident pas. Un pareil cristal donnerait des anneaux brouillés, parce que les maxima et les minima se superposeraient en partie, et il en résulterait que la partie qui devrait être occupée par les anneaux serait seulement moins éclairée que le reste du champ. « On peut ajouter, dit-il, à l'appui de cette hypothèse, que, si dans les cristaux à houppes on examine les anneaux polarisés ordinaires, on trouve ces derniers d'une extrême irrégularité, ce qui prouve visiblement la non-coïncidence des axes. »

Pour moi, je n'ai jamais remarqué d'irrégularité dans les anneaux de l'andalousite, par exemple ; je crois qu'il faut chercher ailleurs l'explication de ses houppes et ne pas oublier que c'est un phénomène qui est toujours accompagné d'un dichroïsme prononcé.

On sait que le dichroïsme consiste dans une absorption inégale des deux faisceaux lumineux dans lesquels se décompose la lumière qui tombe sur une lame cristallisée. Le cas le plus remarquable de ce genre est celui que Biot a découvert dans la tourmaline en 1814 (¹). Ce cristal absorbe rapidement le rayon ordinaire, de façon que, sous une épaisseur en général très-petite, une lame parallèle à l'axe ne laisse plus passer que les vibrations dirigées suivant l'axe. Dans les tourmalines noires l'absorption se fait à peu près également pour toutes les couleurs, de sorte que le rayon ordinaire s'affaiblit sans se colorer. Mais il n'en est pas de même dans la plupart des cristaux dichroïques ; cela n'a jamais lieu notamment dans les cristaux polychroïques, qui sont toujours biaxes. Mais il suffit que l'absorption soit inégale dans les deux rayons pour que le faisceau qui a traversé une pareille lame ne soit plus de la lumière naturelle, mais de la lumière partiellement polarisée. Cette polarisation partielle ne diffère de celle de la tourmaline que par

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, t. XCIV, p. 131 ; 1815.

l'intensité, et une lame dichroïque peut toujours être assimilée à une tourmaline qui serait trop mince pour éteindre complétement l'un des rayons. Aussi peut-on, dans la pince à tourmalines, remplacer l'une des tourmalines ou toutes les deux par une andalousite ou par une épidote. J'ai une pince semblable, dans laquelle, il est vrai, l'andalousite et l'épidote sont parallèles aux axes; mais il est facile de s'assurer que, si ces lames étaient perpendiculaires à l'un des axes, elles pourraient encore nous servir, c'est-à-dire qu'elles polarisent toujours partiellement la lumière.

Prenons par exemple notre andalousite, qui donne les houppes de la *fig.* 1, et plaçons-la, les houppes horizontales, derrière un prisme biréfringent à section verticale, donnant deux images écartées d'une ouverture. En inclinant un peu la lame autour de la ligne des houppes, celles-ci sortiront du champ et les deux images seront uniformes, mais différentes entre elles par la couleur et l'intensité. L'ordinaire sera la plus brillante et elle sera à peu près blanche; l'extraordinaire sera la plus sombre et elle sera d'un beau rouge. Nous conclurons de là que, des deux vibrations transmises par l'andalousite, celle qui est parallèle aux houppes est la plus intense et celle qui leur est perpendiculaire ou qui est parallèle au plan des axes, la plus faible. Ce sera le contraire pour l'épidote et les autres cristaux à houppes, comme l'indique le Tableau suivant:

	Vibration émergente, la vibration incidente étant parallèle aux houppes.	
	parallèle aux houppes.	perpendiculaire aux houppes.
Andalousite.........	Image intense, blanche.	Faible, rouge.
Sel de Senarmont...	» faible, rouge.	Intense, blanche.
Épidote	» » brune.	» vert clair.
Axinite.............	» » rougeâtre.	» jaune.
Cordiérite..........	» » bleue.	» jaune.
Diopside	» » vert sale.	» jaune.
Mica	» » rougeâtre.	» jaune.

Ainsi la lumière qui a traversé nos lames est formée par des vibrations très-inégales : les plus intenses sont parallèles aux houppes dans l'andalousite et perpendiculaires aux houppes dans l'épidote et les autres cristaux.

On peut aller plus loin et placer en avant du prisme biréfringent un spectroscope à fente verticale; on voit alors deux spectres, l'ordinaire, qui renferme toutes les vibrations parallèles aux houppes, et l'extraordinaire, qui renferme toutes les vibrations

perpendiculaires aux houppes ou parallèles au plan des axes. On observe alors que :

Avec l'andalousite, le spectre ordinaire est brillant et à peu près complet, tandis que l'extraordinaire est plus faible et incomplet, le rouge y domine, le vert et le jaune y sont très-faibles, le bleu complétement absent.

Avec l'épidote, au contraire, le spectre extraordinaire est le plus intense, mais il n'est plus complet ; le vert y domine, le rouge est faible, les autres couleurs sont absentes ; le spectre ordinaire est extrêmement faible, et le vert notamment y fait complétement défaut.

1° Considérons d'abord l'andalousite perpendiculaire à un axe.

Traçons sur la lame la direction des houppes et la direction perpendiculaire, qui représentera le plan des axes, et décomposons la lumière naturelle qui tombe sur la lame suivant ces deux directions. Nous obtiendrons ainsi deux vibrations polarisées à angle droit qui, d'abord égales, se différencieront de plus en plus en traversant le cristal et donneront à la sortie deux faisceaux différents, l'un provenant des vibrations parallèles aux houppes, que nous appellerons H, et l'autre provenant des vibrations parallèles au plan des axes et que nous appellerons A. Ici H est plus grand que A. La lumière A se compose de rouge, d'un peu de vert et de jaune ; prenons-en autant sur H : nous aurons ainsi deux rayons de même couleur polarisés à angle droit. Ces deux rayons reconstitueront de la lumière naturelle 2A qui sera répandue sur tout le champ, et il nous restera un faisceau coloré, polarisé, d'intensité H — A, formé par les vibrations parallèles aux houppes. C'est donc comme si la lame d'andalousite de couleur 2A avait été placée entre deux tourmalines parallèles aux houppes, et exposée à la lumière H — A. C'est le cas des tourmalines parallèles entre elles et perpendiculaires au plan des axes. Or, nous avons vu que dans ce cas les franges sont des anneaux à centre blanc, traversés par une houppe brillante perpendiculaire aux axes des tourmalines et d'intensité H — A. Cette lumière H — A, s'ajoutant à la couleur 2 A du fond, donnera, pour la lumière de la ligne neutre, H + A, c'est-à-dire la couleur naturelle de l'andalousite, qui est un blanc très-peu teinté de jaune et de vert.

De chaque côté de la ligne neutre s'étalent deux secteurs qui devraient être traversés par des anneaux correspondant aux maxima

et aux minima; mais ces maxima et ces minima seront, pour ainsi dire, étouffés par la lumière générale 2 A, qui est rouge, et l'on ne verra que deux secteurs rouges. Cependant, en y regardant de près, on verra poindre les traces des deux premiers anneaux, comme l'a très-bien remarqué l'artiste qui a dessiné la *fig.* 1.

Veut-on faire apparaître distinctement ces anneaux, il faut éteindre la lumière A, qui nous gêne. Il suffit pour cela de polariser la lumière à l'entrée avec une tourmaline perpendiculaire au plan des axes ou parallèle aux houppes. On voit alors, en effet, les anneaux représentés *fig.* 2.

Mais, si l'on mettait l'axe de la tourmaline perpendiculaire aux houppes, l'andalousite serait alors dans le même cas que si elle était entre deux tourmalines croisées, la vibration incidente étant uniquement suivant le plan des axes et la vibration émergente principalement suivant les houppes; on aurait alors les anneaux traversés par une bande noire de la *fig.* 3.

Si l'on observe l'andalousite entre deux tourmalines, c'est l'action de celles-ci qui l'emporte, et l'on a alors les franges connues des biaxes perpendiculaires, la *fig.* 4 avec les tourmalines parallèles et la *fig.* 5 avec les tourmalines croisées.

2° S'agit-il maintenant de l'épidote, il faut se rappeler que cette fois A est plus grand que H. Nous prendrons alors sur A une lumière égale à H, c'est-à-dire du rouge et un peu de bleu, de manière à faire le brun de l'image ordinaire, et nous trouverons sur tout le champ une couleur brune égale à 2 H. La couleur A — H subira seule une transformation de ses vibrations dans le cristal, comme si la lame était placée entre deux tourmalines parallèles entre elles et au plan des axes. Dans ce cas, nous avons encore trouvé des anneaux avec une ligne neutre qui est parallèle au plan des axes, et par conséquent toujours perpendiculaire aux houppes. Elle doit avoir pour couleur A — H, qui s'ajoute à la couleur 2 H du fond pour former la couleur A + H, la teinte naturelle du cristal. Quant aux anneaux, ils sont bien mieux, cette fois, étouffés par la couleur brune 2 H répandue sur tout le champ, et l'on n'en voit pas trace.

Si l'on veut les faire apparaître, il faut éteindre la lumière H avec une tourmaline parallèle au plan des axes, et l'on obtient la *fig.* 2.

Mais, si on la tournait pour que son axe fût parallèle aux houppes,

les deux vibrations d'entrée et de sortie seraient rectangulaires, et l'on aurait les anneaux des tourmalines croisées (*fig.* 3).

Entre deux tourmalines, on obtient naturellement les *fig.* 4 et 5.

En résumé, il faut considérer les lames biaxes perpendiculaires qui donnent des houppes comme placées naturellement dans une mauvaise pince à tourmalines parallèles. La lumière qu'elles transmettent se compose de lumière naturelle 2A ou 2H et de lumière polarisée H — A ou A — H, qui vibre tantôt parallèlement aux houppes et tantôt perpendiculairement. Les houppes sont formées par des segments d'anneaux qui ne sont pas apparents, parce qu'ils sont noyés dans la lumière naturelle.

On voit que les houppes ne sont possibles que si la lumière polarisée H — A a une intensité notable ou si le dichroïsme est prononcé. Voilà pourquoi on ne les trouve pas dans tous les cristaux polychroïques, malgré l'aphorisme de Senarmont. L'addition d'une tourmaline au cristal aiderait puissamment dans ces recherches, car elle augmente d'une manière très-sensible l'éclat des houppes trop faibles.

NOTE SUR LES HOUPPES QUE PRÉSENTENT LES CRISTAUX A UN AXE OPTIQUE;

PAR M. ÉM. BERTRAND.

Le phénomène des houppes a été observé et étudié, il y a plus de soixante ans, par Brewster, puis par Herschel, Haidinger, de Senarmont, etc., enfin plus récemment par M. Bertin [1] ; mais, jusqu'à présent, ces observations avaient porté uniquement sur les cristaux à deux axes optiques, et l'on n'avait pas encore observé ce phénomène dans les cristaux à un axe.

Non-seulement ce phénomène n'avait pas encore été observé, mais son existence paraissait même sinon impossible, tout au moins peu vraisemblable.

Il existe pourtant et de la façon la plus nette.

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, p. 399; novembre 1878.

Si l'on prend une lame de clivage de platinocyanure de magnésium, qui cristallise en prisme carré, avec un clivage perpendiculaire à l'axe optique, cette lame étant amincie autant que possible, on observe en lumière naturelle, la lame étant placée très-près de l'œil, un disque d'une couleur carmin violacé se détachant sur un fond rouge vermillon.

En éclairant la lame avec de la lumière polarisée, on observe deux houppes rouges sur fond carmin, la ligne qui passe par le milieu des deux houppes étant perpendiculaire au plan de polarisation.

Ces faits sont faciles à expliquer. Le platinocyanure de magnésium est très-fortement dichroïque ; une lame mince parallèle à l'axe absorbe toutes les couleurs, sauf le rouge, tandis qu'une lame mince perpendiculaire à l'axe laisse passer les rayons rouges et les rayons bleus et violets.

En effet, si l'on examine au spectroscope une lame un peu épaisse, perpendiculaire à l'axe, l'extrémité rouge du spectre est seule visible ; mais, si l'on amincit la plaque, l'extrémité violette et bleue apparaît, et l'absorption n'a plus lieu que pour la partie du spectre comprise entre le rouge et le bleu.

Par conséquent, si l'on examine, en lumière naturelle, une lame mince de platinocyanure de magnésium perpendiculaire à l'axe, les rayons lumineux qui arriveront à l'œil parallèlement à l'axe ou suivant une direction peu écartée paraîtront violacés ; mais, à mesure que les rayons s'écarteront de la normale à la plaque, les rayons bleus et violets seront de plus en plus absorbés, pour deux motifs :

1° Parce qu'ils s'écarteront de la direction de l'axe ;

2° Parce que la lame cristalline sera traversée sous une plus grande épaisseur.

On verra donc un disque violacé sur fond rouge.

L'absorption des rayons bleus et violets croît très-rapidement, dans le platinocyanure de magnésium, avec l'épaisseur de la lame et l'obliquité par rapport à l'axe optique, de sorte que, pour un très-petit angle, ces rayons sont complétement absorbés, et l'on aperçoit un disque d'un très-petit diamètre se détachant sur fond rouge. Dans la tourmaline, le phénomène est beaucoup moins sensible, car il faut un écartement beaucoup plus considérable dans les rayons

lumineux pour que l'absorption se manifeste nettement à l'œil. De plus, la tourmaline, cristal négatif, absorbe les rayons lumineux beaucoup plus parallèlement que perpendiculairement à l'axe ; en d'autres termes, la tourmaline est foncée suivant l'axe et devient plus transparente lorsque le rayon lumineux s'éloigne de cette direction ; mais, à mesure que l'obliquité du rayon lumineux augmente, la plaque de tourmaline se trouve être traversée sous une plus grande épaisseur, de sorte que son pouvoir absorbant augmente.

On voit donc que d'une part l'absorption diminue avec l'obliquité du rayon, d'autre part elle augmente, tandis que dans le platinocyanure de magnésium l'absorption augmente pour les deux motifs.

Le phénomène est cependant visible, en lumière naturelle comme en lumière polarisée, dans la tourmaline, les micas colorés à un axe optique, surtout dans la pennine, et en général dans tous les cristaux dichroïques à un axe ; mais il faut, pour ces cristaux, incliner légèrement la lame successivement dans différents sens, afin de l'observer sous des obliquités suffisantes pour que le phénomène soit appréciable à l'œil.

On s'explique facilement le phénomène des houppes en lumière polarisée. En effet, prenons le platinocyanure de magnésium : la couleur bleue des rayons lumineux qui arrivent à l'œil dans une direction oblique à l'axe n'est pas absorbée lorsque ces rayons sont dans le plan de polarisation ou peu écartés de ce plan ; mais, dans un plan perpendiculaire au plan de polarisation ou dans le voisinage de cette direction, les rayons bleus sont complétement absorbés. On verra donc deux houppes rouges sur fond violet, la ligne qui passe par le milieu des deux houppes étant perpendiculaire au plan de polarisation.

Si au lieu d'éclairer le cristal avec de la lumière polarisée on l'éclaire avec de la lumière naturelle, mais que l'on place alors entre le cristal et l'œil un nicol ou une tourmaline, on observera le même phénomène.

Vient-on à placer la lame cristalline entre deux nicols ou deux tourmalines parallèles, le phénomène des houppes restera le même ; mais on verra, de plus, les anneaux divisés en quatre parties, anneaux que tous les cristaux à un axe donnent dans de semblables

circonstances. Mais si les deux nicols sont à angle droit, ou bien si l'on examine la lame au microscope polarisant en lumière convergente ou dans une pince à tourmalines, les deux plans de polarisation étant à angle droit, on voit la croix noire et les anneaux sur fond uniformément rouge, car les rayons bleus qui ne sont pas absorbés par le premier appareil de polarisation le sont par le second, et inversement.

Mais alors, si l'on tourne l'analyseur de 90°, le champ se divise en quatre secteurs alternativement rouges et violacés.

Ce phénomène, bien connu dans le platinocyanure de magnésium, n'avait pas encore, je crois, été expliqué.

La pennine, la biotite, l'alurgite, etc., examinées au microscope polarisant en lumière convergente, montrent le même phénomène lorsque l'on fait tourner l'analyseur.

PILES THERMO-ÉLECTRIQUES DE NOÉ;

PAR M. A. NIAUDET.

M. Hauck, fabricant d'instruments de Physique à Vienne (Autriche), a exposé, au Champ de Mars, plusieurs piles, de différentes dimensions, du système de M. Noé.

Ces piles ont été perfectionnées, d'une manière continue, depuis 1871, et sont arrivées aujourd'hui à une forme très-pratique et à une puissance remarquable.

Ces éléments sont formés par l'association de deux alliages : le maillechort, qui est employé sous forme de fils, qu'on voit au nombre de quatre partant de chaque soudure (*fig.* 1), et l'autre métal, à base d'antimoine, qui est fondu, comme nous allons l'expliquer. La soudure chauffée présente une petite capsule de laiton, du centre de laquelle se projette une tige de cuivre rouge qui est destinée à recevoir directement la chaleur de la flamme dans laquelle elle est plongée.

Pour construire l'élément, on met au fond d'un moule convenable la capsule de laiton dont je viens de parler, et dans laquelle pénètrent :

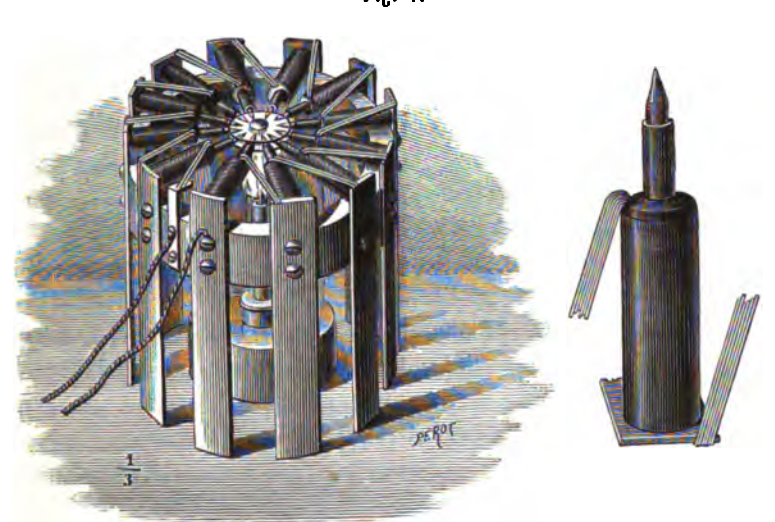
1° Au centre, la tige ou goupille de cuivre;

2° Latéralement, les quatre fils de maillechort.

On verse le second alliage dans le moule, et, par suite, la soudure avec le maillechort est faite sans interposition d'un corps étranger, comme l'étain ; le métal le moins fusible est saisi dans l'autre pendant qu'il est fondu.

En même temps, la tige de cuivre qui va servir à l'échauffement est saisie dans le métal fondu et forme un tout avec le reste.

Fig. 1.



La seconde soudure n'est pas faite avec les mêmes soins : elle est faite simplement à l'étain.

Pour la première, il y a avantage évident à pouvoir porter la température jusque près de la fusion de l'alliage à base d'antimoine, température supérieure à celle de la fusion de la soudure à l'étain.

Pour la seconde, au contraire, qui doit être maintenue froide, cette condition ne se présente pas. Pour faciliter le refroidissement, on soude, avec les deux métaux qui constituent la pile, une ou plusieurs feuilles minces de cuivre ou simplement de laiton qui présentent une grande surface et peuvent être maintenues froides, soit simplement par la circulation de l'air, soit par un bain d'eau dans lequel on les plonge.

Quant à la disposition générale de la pile, elle varie. Dans cer-

tains modèles, elle est circulaire, et la lampe à esprit-de-vin, placée au-dessous, chauffe en même temps toutes les soudures de même nom.

Dans les modèles plus grands, il est impossible de grouper toutes les soudures paires dans un espace aussi étroit, et l'on est amené à placer les éléments en deux lignes parallèles, se regardant tête à tête, de manière que les soudures à chauffer sont dans la ligne axiale de l'appareil et les soudures froides au dehors, à droite et à gauche; une ligne de becs de gaz (un par deux soudures) ou une longue flamme de lampe à alcool, chauffent les soudures paires, tandis que les impaires sont maintenues sensiblement à la température ambiante.

Ces éléments ont une force électromotrice égale à $\frac{1}{10}$ de Daniell pour une température de la soudure chaude qui n'atteint pas le rouge, c'est-à-dire pour une chaleur qui ne donne même pas aux goupilles de cuivre dont j'ai parlé la température rouge.

La résistance est actuellement de $\frac{1}{40}$ d'unité Siemens par élément.

La grande pile de 136 éléments est pourvue d'un pachytrope, appareil d'une extrême simplicité et d'une très-heureuse disposition, avec lequel on peut associer les couples, soit en une seule série de 136 couples, soit en deux de 68 en tension, soit en quatre de 34 en tension, certaines expériences réussissant mieux avec une combinaison, certaines autres avec une autre.

Ces éléments ont été étudiés à plusieurs reprises par M. Waltenhofen (de Prague), et l'on pourra consulter ses publications auxquelles nous avons emprunté les chiffres précédents : 1871, *Dingler's Journal*, t. CC, p. 14; 1872, *ibid.*, t. CCV, p. 33; 1877, *ibid.*, t. CCXXIV, p. 267; 1871, *Repertorium für experimental Physik*, t. VII, p. 1, et *Ann. de Poggendorff*, t. CXLVI, p. 617. On peut consulter également : 1877, Streintz, *Repertorium für experimental Physik*, t. XIII, p. 4.

Les piles thermo-électriques de Noé peuvent être utiles pour beaucoup d'expériences de laboratoire; avec une petite pile de 12 éléments, on peut faire fonctionner une sonnerie électrique et les expériences analogues; avec 20 éléments, on peut décomposer l'eau; avec 40, on peut charger une pile secondaire ou faire agir une bobine d'induction.

Un appareil composé de deux piles de 20 éléments, chauffées par deux becs Bunsen seulement, peut servir à de petites opérations de dorure, argenture, nickelage, et est effectivement employé en Autriche à ces usages par les horlogers et les bijoutiers.

Un grand avantage de ces appareils consiste en ce qu'ils prennent leur force normale en une ou deux minutes, et, dès qu'on n'en a plus besoin, on éteint le gaz et toute dépense cesse.

Enfin, et ce point est capital, la pile ne s'altère pas avec le temps, comme il arrive à presque toutes les autres piles thermo-électriques. Cette diminution d'intensité tient non pas à une réduction de la force électromotrice, mais à une augmentation de la résistance. Il nous semble que ce changement s'explique par une oxydation des surfaces métalliques en contact à la soudure chaude. Dans la pile de Noé, la petite capsule de laiton qui enveloppe la soudure chaude a pour effet d'empêcher l'accès de l'air et l'oxydation conséquente.

LES COULEURS, LE CHROMOMÈTRE ET LA PHOTOGRAPHIE DES COULEURS;

PAR M. CHARLES CROS.

Je distingue deux catégories comprises sous le mot de *couleurs :* les lumières et les pigments.

Les lumières élémentaires, qui par leurs mélanges produisent toutes espèces de teintes proposées, sont la lumière verte, la violette et l'orangée.

Les pigments élémentaires, qui par leurs mélanges produisent toutes les teintes proposées, sont le rouge, le jaune, le bleu.

Pour obtenir immédiatement les teintes élémentaires des lumières et des pigments, il suffit de regarder à travers un prisme une barre blanche sur fond noir et une barre noire sur fond blanc. Dans le premier cas, on voit un spectre orangé, vert, violet; dans le second cas, un spectre bleu, rouge et jaune.

Dans le premier cas, l'orangé, le vert, le violet sont des lumières élémentaires, et, dans le second cas, le bleu, le rouge, le jaune sont des lumières combinées deux à deux. On peut s'en convaincre

à l'aide de l'appareil suivant, que je désigne sous le nom de *chromomètre*.

Dans une caisse noircie à l'intérieur, je dispose, parallèlement entre elles, trois glaces sans tain, formant des angles de 45° avec la paroi. Trois ouvertures, dont les images virtuelles dans les trois glaces viennent se placer en un même lieu apparent, sont munies d'écrans colorés liquides. Ces écrans sont des cuves plates en glaces, remplies des solutions suivantes : solution rouge de chlorure de cobalt, additionné d'un peu de sulfocyanure de potassium; solution jaune de chromate neutre de potasse; solution bleue de nitrate de cuivre. Je fais deux cuves de chaque couleur.

Ces solutions, qui ne sont peut-être pas les meilleures, devront être exactement dosées, et les épaisseurs des cuves être mesurées. Soient les trois ouvertures A, B, C. Je place devant A deux cuves rouges, devant B deux cuves jaunes, devant C deux cuves bleues. Je regarde devant les glaces sans tain et je vois les trois reflets qui, en se combinant, donnent du blanc (si l'éclairage est égal pour chaque ouverture).

Si je masque A au moyen d'un écran opaque, je n'ai plus que deux reflets qui se combinent, celui du bleu et celui du jaune. L'apparence obtenue est celle d'un blanc moins éclairé; donc la lumière jaune et la lumière bleue additionnées ne font pas de vert. Le fait a été déjà annoncé par M. Helmholtz, dans des conditions analogues.

Si je masque B, les deux reflets rouge et bleu se combinent seuls, et la teinte est encore du blanc faiblement violacé. Enfin, en masquant C, on obtient toujours du blanc teinté d'orangé.

Alors je combine les cuves deux à deux, jaune et bleu, bleu et rouge, rouge et jaune, de manière que les écrans doubles ne laissent passer respectivement que du vert, du violet, de l'orangé. Les trois reflets combinés donnent du blanc, comme précédemment.

Mais, si l'on masque successivement A, B et C, les apparences changent complétement. Quand on supprime le *vert*, le fond se colore en *rouge carmin pur*, tel qu'on le voit dans le spectre trichrome de la barre noire sur fond blanc; quand on supprime le violet, le fond devient *jaune pur*, tel qu'on le voit dans le même spectre; quand on supprime l'orangé, le fond devient *bleu pur*.

J'ai nommé cet appareil *chromomètre*, parce qu'il peut servir à

distinguer les couleurs les unes des autres par des données numériques. En effet, pour faire varier à l'infini la teinte résultante du champ visible, il suffit de faire varier l'éclairage de chaque ouverture.

A cet effet, deux feuilles de papier mince collées sur verre reçoivent des épaisseurs d'encre de Chine variant régulièrement d'un bout à l'autre, et on les place devant le violet et l'orangé, les épaisseurs en sens inverse; enfin, une troisième feuille reçoit les épaisseurs maxima au milieu et les épaisseurs minima à ses deux bouts; elle est placée devant le verre vert. Le champ visible présente alors l'aspect du spectre de la barre noire sur le fond blanc; si l'on veut obtenir l'apparence du spectre de la barre blanche sur fond noir, il faut substituer au troisième papier un papier qui soit à celui-là ce qu'un positif photographique est à son négatif, c'est-à-dire avec les épaisseurs maxima aux deux bouts et l'épaisseur minimum au milieu.

Une des applications les plus curieuses du chromomètre est la suivante :

J'obtiens trois clichés d'après un tableau coloré quelconque, le premier cliché à travers un écran vert, le second à travers un écran violet, le troisième à travers un écran orangé. Ces écrans sont encore des cuves plates en glaces, contenant des solutions colorées titrées. Je remarque, en passant, que l'inégalité d'actinisme de ces différentes lumières est complétement compensée par diverses substances colorantes organiques, dont j'imprègne les plaques sensibles.

Les clichés obtenus sont formés d'argent réduit, comme les clichés ordinaires. J'obtiens les positifs noirs sur verre de ces clichés, et je place chacun de ces positifs, dans le chromomètre, devant l'écran de même couleur que celui qui a servi à tamiser les rayons dans l'obtention du cliché correspondant.

Je fais coïncider les trois reflets, et l'apparence résultante est celle du tableau modèle si l'on règle convenablement les trois éclairages.

J'ajoute quelques mots sur les pigments. Ce qu'on appelle la *couleur rouge matérielle* est une substance qui *supprime le vert* de la lumière blanche; il ne reste donc, des trois lumières élémentaires, que le violet et l'orangé, dont la *somme* est du rouge. De

même, le pigment jaune est celui qui supprime la *lumière violette*, le pigment *bleu* supprime la *lumière orangée*.

J'en ai conclu que, en réalisant sur une même surface blanche les trois positifs en rouge, en jaune et en bleu, on obtiendrait sur cette surface l'image du modèle coloré. L'expérience, réalisée soit par la taille-douce, soit par le procédé sur gélatine de M. Poitevin, a confirmé mes prévisions. J'ai eu l'honneur de montrer quelques spécimens de ces tirages à la Société de Physique (1).

J'ai donc trouvé les moyens physiques de reproduire les couleurs par la Photographie; ces moyens sont susceptibles de mesures exactes, et, partant, les résultats peuvent sans cesse s'approcher de la perfection. En outre, ces résultats sont bien photographiques, c'est-à-dire que la main de l'homme n'y intervient que pour des opérations appliquées à la totalité de la surface, d'où l'obtention également aisée des modèles les plus détaillés.

P.-G. TAIT. — On the dissipation of energy (Sur la dissipation de l'énergie; Lettre à sir W. Thomson); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VII, p. 344; 1879.

Sir W. THOMSON. — Note on the preceeding Letter (Note sur la Lettre qui précède); *ibid.*, p. 346; 1879.

Dans une Lettre adressée à sir W. Thomson, M. Tait revendique pour ce physicien, contre M. Clausius, la priorité de l'interprétation de l'intégrale $\int \frac{dq}{t}$. M. Tait avait montré, dans son *Traité de Thermodynamique*, que l'expression $-t_0 \int \frac{dq}{t}$ représente la quantité de chaleur dissipée dans le jeu d'une machine thermique imparfaite qui fonctionne entre les températures t et t_0; c'est-à-dire la quantité de chaleur transportée par la machine imparfaite de t à t_0, *en sus* de celle qui eût été transportée de t en t_0 par le jeu d'une machine réversible et parfaite. En multipliant par l'équivalent mécanique de la calorie, il transformait

(1) J'ai pu faire cet ensemble de recherches pratiques grâce à l'aide éclairée de M. le duc de Chaulnes, à qui je témoigne ici ma reconnaissance.

la calorie en kilogrammètres et obtenait ainsi l'expression de l'énergie dissipée par le jeu de la machine. M. Tait ajoutait : « Telle est l'expression donnée par Thomson de la quantité de chaleur dissipée pendant le cycle (*Philos. Mag.* et *Proc. R. S. E.*, 1852; *On a universal tendency in nature to dissipation of energy*). C'est, bien entendu, une conséquence immédiate de son importante formule sur le travail d'une machine parfaite. »

Or, dans la deuxième Partie de la récente édition de la *Théorie mécanique de la chaleur,* M. Clausius considère le raisonnement de M. Tait comme ne s'appliquant qu'aux cycles réversibles, infirmant par cela même l'interprétation de l'intégrale pour le cas d'un cycle non réversible et la valeur du raisonnement de sir W. Thomson. M. Clausius conteste même que l'intégrale en question se trouve dans le travail cité plus haut.

Dans sa Note, sir W. Thomson maintient que son travail de 1852 s'applique à tous les cycles, réversibles ou non. « Je pense, ajoute-t-il, que M. le professeur Tait a parfaitement raison de s'en référer à ce même travail pour la formule $t_0 \int \frac{dq}{t}$. Le tout est contenu dans la formule $\omega \varepsilon^{-\frac{1}{J}\int \mu\, dt}$, laquelle est donnée explicitement dans cet article. » L'auteur pense aussi avoir, au même endroit de ce travail, le premier proposé de prendre l'inverse de la fonction de Carnot comme définition de la température absolue. Lui-même, toutefois, n'a introduit définitivement cette expression dans les formules fondamentales de la Thermodynamiques qu'après avoir constaté (de 1852 à 1854) la petitesse du travail intérieur des gaz.

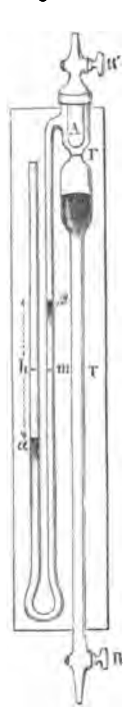
G. LIPPMANN.

FR. RUDORFF. — Ueber die Bestimmung des specifischen Gewichtes pulveriger Körper (Sur la détermination du poids spécifique des corps en poudre); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 288; 1879.

La méthode employée est la méthode voluménométrique appliquée à un instrument de forme spéciale. Le nouveau voluménomètre se compose d'un réservoir cylindrique en verre A, de 25^{cc} de capacité, portant à la partie inférieure un tube T muni d'un

renflement B et d'un robinet R. A la partie supérieure, ce réservoir peut être fermé au moyen d'un bouchon creux en verre, également muni d'un robinet R'. Un manomètre à mercure, soudé au réservoir, donne la pression de l'air qui y est contenu. On verse du mercure dans le tube T, jusqu'à un certain point de repère r. Le niveau du mercure dans le manomètre est alors en m. On ferme le robinet R' et l'on ouvre le robinet R. Le mercure qui s'écoule

Fig. 1.



est recueilli dans un vase taré à l'avance; la pression baisse, et l'on s'arrête au moment où la différence des niveaux dans les deux branches du manomètre est égale à h. Soit P le poids de mercure recueilli. On introduit de nouveau du mercure dans le tube T, jusqu'au point de repère, et l'on place dans le réservoir A la substance dont on veut déterminer le poids spécifique. On laisse encore écouler le mercure par le robinet R jusqu'au moment où la différence des niveaux est redevenue h. Soit P' le nouveau poids

de mercure recueilli. Soient H la pression atmosphérique, V le volume du réservoir A et du tube manométrique jusqu'en m, v le volume $m\beta$, et D la densité du mercure à la température de l'expérience; soit enfin x le volume du corps que l'on cherche. On a immédiatement les deux équations suivantes :

$$VH = \left(V + \frac{P}{D} - v\right)(H - h),$$

$$(V - x)H = \left(V + \frac{P'}{D} - v - x\right)(H - h),$$

d'où l'on tire facilement

$$x = \frac{H - h}{h} \frac{P - P'}{D}.$$

Ce voluménomètre est peut-être plus facile à manier que celui de Regnault; mais comme ce dernier, et d'une façon générale comme tous les voluménomètres, il présente de graves inconvénients. Tout d'abord il ne peut servir pour les corps en poudre, car on sait que cette classe de corps jouit de la propriété d'absorber l'air ou les gaz avec une plus ou moins grande énergie et d'une façon variable avec la pression, de telle sorte que, si la pression augmente, la proportion de gaz absorbé devient plus considérable : elle diminue, au contraire, si la pression baisse. Il en résulte que, dans tous les cas, la masse gazeuse sur laquelle on opère ne demeure pas constante, et, par suite, on ne peut appliquer la loi de Mariotte. Des expériences que j'ai faites avec du bioxyde de manganèse et du soufre en poudre parfaitement lavés ne me laissent aucun doute à ce sujet. En observant le niveau du mercure au moyen d'un cathétomètre, on constate des changements dans sa position, même au bout d'un temps très-court. Les différences entre les nombres obtenus par la méthode du flacon et la méthode voluménométrique sont beaucoup trop grandes pour que l'on puisse les attribuer à des erreurs d'expérience. Elles atteignent souvent $\frac{1}{30}$ et même $\frac{1}{20}$ du volume à mesurer.

D'autre part, la méthode voluménométrique qui repose sur la loi de Mariotte exige que la température soit constante pendant toute la durée de l'expérience. Cela est bien difficile à réaliser avec la disposition actuelle des instruments. On est obligé de tou-

cher à l'appareil, de verser du mercure, d'en enlever, etc. Ces opérations ont toujours pour résultat de faire varier la température. Or, une différence de température de 1° seulement produit une variation de pression qui dépasse 2^{mm}, et cette différence de pression avec le voluménomètre ordinaire de Regnault peut amener une différence de volume de 2^{cc}, ce qui est énorme.

Ce sont ces inconvénients qui ont fait rejeter l'emploi du voluménomètre pour la détermination du volume des poudres en général, et, en particulier, de la poudre de guerre. Aujourd'hui, en France, on obtient le volume de la poudre en mesurant le volume de mercure déplacé par cette poudre, que l'on a eu soin de débarrasser, par le vide, de l'air qu'elle contient toujours [1].

E. BICHAT.

PH. VON JOLLY. — Die Anwendung der Waage auf Probleme der Gravitation (L'emploi de la balance dans le problème de la gravitation); *Annalen der Physik*, t. V, p. 112; 1878.

Dans la première Partie de son Mémoire, l'auteur examine les conditions générales de bonne construction de la balance de précision et l'influence des changements de température sur les indications de cet instrument.

Il observe toujours l'état d'équilibre au moyen d'une lunette immobile visant une échelle graduée par réflexion sur un petit miroir fixé au milieu du fléau et perpendiculaire à celui-ci. Des expériences préliminaires, faites sur deux balances différentes, indiquent qu'un déplacement de 1° de l'échelle correspond à une surcharge sur un des plateaux de $0^{mgr},1173$ pour la balance n° 1 et de $0^{mgr},182$ pour la balance n° 2.

Les expériences se font toujours sous charge constante. Les poids ordinairement employés sont deux masses de 1^{kg} environ, en laiton nickelé, à surfaces bien polies. On place ces masses dans les deux plateaux, et l'équilibre est établi en ajoutant à l'une d'elles un petit poids additionnel. On note la division de l'échelle

---

(1) *Voir*, à ce sujet, *Revue d'Artillerie*, t. III, p. 353 (1874), et t. XI, p. 320 (1878).

visée dans la lunette. L'expérience est recommencée en transposant les deux masses d'un plateau à l'autre, et de ce couple d'observations on déduit facilement la différence exacte des poids des deux masses.

Quelques essais assez simples témoignent de l'extrême sensibilité de la balance aux variations de température, sensibilité comparable à celle d'une pile thermo-électrique. Par exemple, le simple rayonnement d'une bougie placée en dehors de la cage de la balance, à $1^m,50$ de l'extrémité du fléau et sur le prolongement de celui-ci, produit au bout de 7^m un déplacement de $10°$ de l'échelle, tandis qu'un thermomètre placé à cette distance de la bougie ne varie pas de $\frac{1}{10}$ de degré centigrade.

Comme les deux bras du fléau n'ont pas nécessairement la même structure moléculaire, par suite du travail à la lime et au marteau qu'ils ont subi, il y a changement d'équilibre même quand les variations de température des deux bras sont égales ; et l'auteur a pu déterminer, en partant de cette remarque, la différence à peine sensible des coefficients de dilatation des deux bras du fléau, différence qui change évidemment avec la balance employée.

Pour éviter toute incertitude dans les pesées provenant de ces effets de variation de température, l'auteur conseille d'entourer la cage de la balance d'une deuxième cage athermane, couverte de papier d'étain et ne présentant que juste l'ouverture nécessaire au passage des rayons lumineux pour l'observation de l'échelle graduée par réflexion sur le miroir. Les pesées seront faites le matin, de bonne heure, alors que la température varie peu. Enfin, il faut éviter de comparer directement les poids de deux corps de matières différentes, qui, n'ayant presque jamais la même température que l'air ambiant, à cause de leurs conductibilités inégales, sont soumis à des courants d'air ascendants ou descendants de force ou même de direction différente, lesquels rendent impossible toute observation précise.

Dans la deuxième Partie de ce travail, M. Ph. von Jolly aborde le problème de la gravitation.

Les poids Q_1, Q_2 d'un même corps placé successivement à des distances r et $r+h$ du centre de la Terre sont liés par la formule $Q_2 = Q_1 \frac{r^2}{(r+h)^2}$. Si r est le rayon de la Terre et h une dis-

tance de quelques mètres, la formule se réduit à $Q_2 = Q_1\left(1 - \frac{2h}{r}\right)$, en négligeant les puissances supérieures de $\frac{h}{r}$.

Pour $h = 5^m$, le rayon moyen r étant 6366189^m, la variation de poids calculée pour une masse de 1^{kg} serait $1^{mgr},57$. Or il est facile de déterminer par expérience $\frac{Q_1}{Q_2}$ dans ces circonstances, et par conséquent d'essayer une vérification expérimentale de la formule.

La balance n° 2 de l'auteur était installée sur une tablette fixée au mur, à une hauteur de $5^m,5$ au-dessus du plancher du laboratoire. Le socle de la cage et la tablette étaient percés de trous, et aux crochets des plateaux étaient attachés de longs fils qui portaient à leurs extrémités inférieures des plateaux de balance. Ainsi, de chaque côté du fléau étaient suspendus deux plateaux, l'un supérieur, l'autre inférieur. Les fils de suspension étaient protégés contre les mouvements de l'air par des tuyaux en bois qui se terminaient en cages à volets autour des plateaux inférieurs.

Les deux masses de laiton nickelé de 1^{kg} se faisaient d'abord équilibre (toujours avec un poids additionnel) dans les plateaux supérieurs. Dans une seconde épreuve, l'une d'elles restait en haut, l'autre était placée en bas, de l'autre côté. Dans chaque épreuve, on transpose les masses de droite à gauche et de gauche à droite.

On a fait plusieurs séries d'épreuves consécutives, toujours dans le même ordre, en observant chaque fois les températures ambiantes en haut et en bas, ainsi que les pressions atmosphériques aux deux niveaux.

Voici, pour donner une idée de ces recherches, les résultats d'une série d'expériences.

1° Les deux masses K_1 et K_2 dans les plateaux supérieurs :

	Plateau gauche.	Plateau droit.	Échelle.
1re pesée.....	K_1	$K_2 + 0^{gr},003$	255,1
2e pesée......	K_2	$K_1 + 0,005$	251,1

En remarquant que pour la balance employée une surcharge de $0^{mgr},182$ à droite produit une déviation de 1° de l'échelle, les poids

qui se feraient équilibre, si dans les deux cas l'équilibre correspondait au même degré de l'échelle, seraient :

Pour la 1re pesée... K_1 et $K_2 + 0^{gr},003$
Pour la 2e pesée... K_2 et $K_1 + 0,005 + (255,1 - 251,1) \times 0^{gr},00182$

De la comparaison de ces pesées on tire ([1])

$$K_2 = K_1 + 0^{gr},001364.$$

2° K_1 en bas, K_2 en haut :

	Plateau gauche.	Plateau droit.	Thermomètre en bas.	en haut.	Baromètre en bas.	en haut.	Échelle.
1re pesée...	K_2	$K_1 + 0^{gr},005$	9,6	10,8	721,9	721,45	253,9
2e pesée....	K_1	$K_2 + 0,003$	9,6	10,8	721,9	721,45	251,0

On en déduit

$$K_1 = K_2 - 0^{gr},0007361.$$

La différence des poussées de l'air sur K_1 et K_2 se calcule comme d'ordinaire, et on la trouve égale à $0^{gr},0006864$. En tenant compte de cette différence, on aurait dans le vide

$$K_1 = K_2 - 0^{gr},0000497.$$

([1]) Si, en général, les poids qui se font équilibre dans les deux pesées successives de cette méthode de transposition sont K_1 et $K_2 + a$ d'une part, K_2 et $K_1 + b$ de l'autre, on peut écrire, en désignant par l_1 et l_2 les longueurs des bras du fléau,

$$K_1 l_1 = (K_2 + a) l_2 \quad \text{et} \quad K_2 l_1 = (K_1 + b) l_2.$$

Divisant membre à membre, on obtient facilement, après quelques transformations,

$$K_2 - K_1 = \frac{bK_1 - aK_2}{K_1 + K_2}$$

ou

$$K_2 - K_1 = \frac{b - a\dfrac{K_1}{K_2}}{1 + \dfrac{K_1}{K_2}}.$$

Dans le cas actuel, le rapport $\frac{K_1}{K_2}$ est très-voisin de l'unité, et, sans erreur sensible, on admet $K_2 - K_1 = \frac{b-a}{2}$.

La différence des poids de K_1 en haut et en bas est donc

$$-0^{gr},0000497 + 0^{gr},0013640 = 0^{gr},0013143.$$

L'auteur rapporte dans son Mémoire dix séries d'expériences analogues.

Dans ces dix séries on trouve pour $K_2 - K_1$, quand les deux masses sont comparées au même niveau, des nombres très-concordants, différant tout au plus de $0^{mgr},08$ de la moyenne calculée $0^{gr},0013539$; et cette concordance montre que les erreurs ont été très-petites et que les masses n'ont pas subi d'altération.

Mais on ne trouve plus le même accord entre les nombres qui représentent les variations du poids d'une même masse aux deux niveaux; la moyenne de ces nombres est $1^{mgr},5099$. Les écarts sont de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de milligramme et proviennent sans doute d'erreurs commises dans l'appréciation des températures de l'air aux deux niveaux. En effet, une erreur de $0°,2$ entraîne une différence de $\frac{1}{10}$ de milligramme dans le résultat définitif.

En admettant que le nombre de $1^{mgr},5099$ représente la perte de poids subie par un corps Q_1 de 1^{kg} lorsqu'il s'élève de $5^{m},29$, on a

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{1000000 - 1,5099}{1000000}.$$

D'après la loi de la gravitation, on aurait

$$\frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{2 \times 5,29}{6366189} = \frac{1000000 - 1,662}{1000000}.$$

La différence entre le résultat expérimental et le nombre calculé est $0^{mgr},152$.

L'auteur explique cette différence par la situation du laboratoire où ont été faites les expériences. L'Institut de Physique de Munich est situé dans une région basse de la ville et entouré de constructions massives. Ces circonstances ne permettraient pas d'appliquer la loi théorique de la gravitation, et sans doute, en opérant dans une tour élevée et isolée, loin de toute influence perturbatrice, l'accord entre la théorie et l'expérience serait plus satisfaisant.

A. Laviéville.

B. TOLLENS. — Ueber die specifische Drehung des Rohrzuckers (Pouvoir rotatoire spécifique du sucre de canne); *Ber. d. chem. Ges.*, t. X, p. 1403.

L'auteur a déterminé avec un polaristrobomètre de Wild le pouvoir rotatoire du sucre pur en dissolution dans l'eau; il a constaté que le pouvoir spécifique diminue, moins vite cependant que pour le glucose, lorsque la concentration augmente. Il a construit des courbes en prenant pour abscisse le poids P de sucre pour 100 de dissolution et pour ordonnée la rotation α_D; ces courbes peuvent être représentées par deux équations qui correspondent, la première aux valeurs de P comprises entre zéro et 18, la seconde aux valeurs comprises entre 18 et 69 :

$$\alpha_D = 66,8102 - 0,015553\,P - 0,00052462\,P^2,$$
$$\alpha_D = 66,386 + 0,015035\,P - 0,0003986\,P^2.$$

Si l'on représente, avec Landolt, par q le poids d'eau pour 100 de dissolution ($q = 100 - P$), les formules deviennent

$$\alpha_D = 64,7303 + 0,026045\,q - 0,00052462\,q^2,$$
$$\alpha_D = 639035 + 0064685\,9q - 0,00037897\,q^2.$$

Cette dernière formule donne 63°,9 pour le pouvoir rotatoire du sucre solide.

Biot avait déjà constaté une diminution du pouvoir rotatoire dans ses expériences sur les dissolutions et sur le sucre fondu, mais le sucre employé dans ce dernier cas ne peut jamais être complétement pur. C. Daguenet.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCES AND ARTS; 1878.

1er semestre (suite.)

J.-C. DRAPER. — Projection de photographies microscopiques, p. 259.

L'auteur, qu'une similitude de nom ne doit pas faire confondre avec MM. J.-W. Draper et Henry Draper, décrit une forme de

lanterne à projections, dans laquelle on peut faire varier à volonté la distance de l'objet projeté à la lentille qui concentre sur lui les rayons de la lampe.

CHARLES-S. HASTINGS. — Influence de la température sur les constantes optiques du verre, p. 269.

L'auteur étudie, pour des températures ordinaires variant entre 15° et 29°, l'indice de réfraction de cinq espèces différentes de crown-glass et de flint-glass. Les nombres qu'il donne sont analogues à ceux qui ont été publiés antérieurement par divers physiciens, notamment par M. Fizeau. Il ajoute ce fait, intéressant à signaler, que l'effet de la température est beaucoup plus grand sur le pouvoir dispersif que sur le pouvoir réfractif. L'auteur annonce, comme conséquence de ces recherches, une prochaine discussion de la théorie des objectifs astronomiques.

H.-A. ROWLAND. — Unité absolue de résistance électrique, p. 281, 325 et 430.

Depuis la première détermination d'une unité absolue de résistance électrique, exécutée par le Comité de l'Association britannique, deux nouvelles déterminations ont été faites, en Allemagne par Kohlrausch, en Danemark par Lorenz. La méthode employée par Lorenz ne paraît pas susceptible d'une très-grande précision et n'a, du reste, été donnée par son auteur que comme expérience de vérification d'une méthode indiquée par Faraday. Les expériences de Kohlrausch, fondées, comme celles que fit autrefois Weber, sur la mesure de courants induits sous l'influence du magnétisme terrestre, ont donné un nombre notablement plus grand que celui de l'Association britannique. La différence s'élève presque à 0,02. Il est, du reste, digne de remarque que les premières expériences de Weber avaient également donné un nombre trop fort; on peut donc craindre une erreur systématique dans la méthode.

M. H.-A. Rowland commence par discuter avec soin tous les procédés employés et expose ensuite celui qu'il a cru devoir suivre. Nous l'indiquerons aussi brièvement que possible.

Un circuit fixe est traversé par un courant constant d'intensité E; à côté est un circuit mobile, de résistance absolue R. Si l'on

éloigne ce deuxième circuit jusqu'à l'infini, il s'y développe un courant induit d'intensité φ, et l'on a

$$\varphi = \frac{EM}{R},$$

M étant le potentiel des deux circuits l'un sur l'autre, quand ils sont traversés par des courants égaux à l'unité.

Si au lieu d'éloigner le circuit induit on le laisse en place, et que l'on renverse le sens du courant inducteur, il se développe un courant induit d'intensité double de la précédente

$$\varphi = \frac{2EM}{R},$$

d'où

(1) $$R = \frac{2ME}{\varphi}.$$

M peut être calculé *a priori* pour des circuits de forme simple (bobines circulaires égales); E est déterminé au moyen d'une boussole des tangentes par la formule $E = \frac{H}{G} \operatorname{tang} \theta$, où H représente la composante horizontale du magnétisme terrestre au lieu où est placée la boussole, G la constante de la boussole et θ la déviation observée.

L'intensité φ du courant induit sera mesurée en observant l'impulsion θ' produite par le courant induit dans un galvanomètre, dont la constante est G'. On a, en effet,

$$\varphi = \frac{H'}{G'} \frac{T}{\sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} e^{-\frac{\lambda}{\pi} \operatorname{tang} \frac{\pi}{\lambda}} \times 2 \sin \frac{1}{2} \theta',$$

formule qui se réduit, si λ reste petit, à

$$\varphi = \frac{H'}{G'} \frac{T}{\pi} \left(1 + \frac{1}{2}\lambda - \frac{1}{6}\lambda^2\right) 2 \sin \frac{1}{2} \theta';$$

H' est la composante horizontale du magnétisme terrestre à l'endroit où est placé le galvanomètre, T la durée de l'oscillation de l'aiguille; et l'on a

$$\lambda = \frac{RT}{2K},$$

formule où K représente le moment d'inertie de l'aiguille du galvanomètre.

En portant la valeur de φ dans la formule (1), il vient

$$(2) \qquad R = M \frac{H}{H'} \frac{G'}{G} \frac{\pi}{T} \frac{\operatorname{tang}\theta}{\sin\frac{1}{2}\theta'} \frac{1}{1+\frac{1}{2}\lambda-\frac{1}{6}\lambda^2}.$$

Pour se débarrasser de la mesure de H et de H', on peut, en laissant en place la boussole des tangentes et le galvanomètre, les faire traverser par un même courant, qui y produit respectivement des déviations α et α'; dans cette mesure, le galvanomètre est employé comme une boussole de tangentes dont la constante serait G''; on a donc

$$\frac{H}{G}\operatorname{tang}\alpha = \frac{H'}{G''}\operatorname{tang}\alpha',$$

d'où

$$\frac{H}{H'} = \frac{G}{G''}\frac{\operatorname{tang}\alpha'}{\operatorname{tang}\alpha}.$$

L'équation (2) devient donc enfin

$$(3) \qquad R = M \frac{\pi}{T} \frac{G'}{G''} \frac{\operatorname{tang}\alpha'}{\operatorname{tang}\alpha} \frac{\operatorname{tang}\theta}{\sin\frac{1}{2}\theta'} \frac{1}{1+\frac{1}{2}\lambda-\frac{1}{6}\lambda^2}.$$

Toutes les quantités qui figurent dans le second membre pouvant être calculées ou mesurées, on en déduit la valeur de R en unités absolues.

M. H.-A. Rowland a comparé au circuit dont il a ainsi déterminé la résistance absolue quatre étalons anglais; les résultats ont été les suivants :

Étalons anglais.	Valeur réelle d'après M. Rowland.
Bobine de 1ohm (Elliott)	0,99257
Bobine étalon de 10ohms (Elliott)	0,98963
Bobine étalon de 10ohms (Warden, Muirhead et Clark)	0,99129
Bobine de 100ohms (Warden, Muirhead et Clark)	0,99098

D'après plusieurs raisons énoncées par M. Rowland, il est pro-

bable que les bobines de MM. Warden, Muirhead et Clark reproduisent plus exactement que celles de M. Elliot l'étalon de l'Association britannique. Ce dernier aurait donc une valeur de 0,9911 unités absolues, au lieu d'être rigoureusement égal à l'unité. L'écart n'atteindrait donc pas tout à fait $\frac{1}{100}$ de la valeur totale, tandis que les expériences de Kohlrausch conduiraient à admettre un écart double et dans le sens opposé.

H. WARD POOLE. — Justesse de l'intonation en musique, p. 359.

L'auteur commence par quelques considérations sur les intervalles musicaux et sur l'introduction du rapport $\frac{7}{4}$ comme caractéristique d'une septième parfaite. Il donne des exemples de gammes dans ce système et termine par l'exposé de quelques modifications que l'on pourrait apporter dans la construction des instruments à son fixe : piano, orgue, cornet à pistons, etc.

W. LE ROY BROUN. — Expérience pour mettre en évidence les courants électriques terrestres, p. 385.

Cette expérience de cours, malgré le titre qu'elle porte, est destinée à montrer simplement l'action du magnétisme terrestre sur les conducteurs traversés par des courants.

Au fléau d'une balance hydrostatique on suspend horizontalement un cadre rectangulaire de bois de plus de 1^m de long sur $0^m,75$ de large. Les grands côtés sont à angle droit avec le fléau et perpendiculaires au méridien magnétique; de plus, ils sont attachés chacun à un bras différent du fléau. Le long du cadre on dispose vingt spires de fil de cuivre isolées dont les deux extrémités se trouvent au centre d'un des petits côtés du rectangle et plongent dans des godets à mercure. Si le courant passe de l'est à l'ouest dans le grand côté du rectangle tourné du côté du nord et en sens contraire dans l'autre, le côté nord et par suite le bras nord du fléau sont attirés, le côté sud et le bras sud sont repoussés. La balance s'incline donc du côté du nord. L'expérience est ainsi rendue parfaitement visible pour un nombreux auditoire.

L'auteur croit qu'en employant une balance très-sensible et une

pile constante on pourrait arriver à observer exactement, par ce procédé, les plus petites variations du magnétisme terrestre.

M. GARVER. — Transmission de la sensation à travers les nerfs, p. 413.

On inscrit sur un chronographe l'époque où une excitation quelconque (étincelle électrique, par exemple) est produite sur une partie du corps et le moment où le patient répond à cette excitation. Les résultats sont particulièrement intéressants dans le cas où il s'agit de la perception par la vue ou l'ouïe. Quatre observateurs différents ont donné un intervalle de $0^s,174$ entre le moment où l'œil perçoit une étincelle et celui où le doigt y répond en pressant un contact très-mobile.

Il ne faut que $0^s,143$ dans le cas de la perception d'un bruit par l'oreille. L'avance en faveur de l'oreille est donc de $0^s,03$, nombre très-supérieur aux incertitudes de l'expérience et aux différences qu'ont présentées les quatre observateurs.

En continuant l'étude de ces phénomènes, M. Garver trouve que la courbe des expériences, au lieu de présenter la forme bien connue de la courbe de probabilité, présente plusieurs maxima et minima. Il doit donc y avoir des causes perturbatrices non accidentelles. La période de ces maxima varie d'un individu à l'autre, mais reste bien constante pour chacun. Les choses se passent comme si l'on était quelquefois surpris par l'apparition du signal, et qu'alors pour y répondre on ait besoin d'y penser une deuxième fois. Le retard observé dans la réponse au signal correspondrait donc au temps nécessaire pour effectuer cette deuxième opération mentale.

2ᵉ SEMESTRE.

V. DVORAK. — Répulsion acoustique, p. 22.

Traduction anglaise d'un Mémoire publié par M. Dvorak dans les *Annales de Poggendorff*, t. III, n° 3. A la suite de cette traduction est une Note où M. Alfred-M. Mayer établit qu'il a publié lui-même, un an auparavant, les mêmes expériences. Elles ont été annoncées en particulier dans le *Scientific american* du 8 juillet 1876, mais ont probablement échappé à l'attention de l'auteur allemand.

H. GOLDMARK. — Effet de la température sur l'électricité atmosphérique, p. 52.

On dispose un collecteur à écoulement d'eau au milieu d'un cylindre de cuivre de grandes dimensions, dans une chambre fermée. Ce collecteur, mis en relation avec un électromètre à quadrants, donne le potentiel de l'air intérieur au cylindre, qui fut trouvé, par des mesures fréquentes, égal à celui de l'air de la chambre et négatif comme lui. Si l'on chauffe fortement le cylindre par l'extérieur, on ne constate presque aucun changement dans le potentiel de l'air intérieur. Dans quelques expériences seulement, il augmenta très-légèrement et conserva sa nouvelle valeur même après le refroidissement du cylindre.

E.-W. BLAKE. — Méthode pour inscrire par la Photographie les vibrations articulées, p. 54.

Une plaque de fer analogue à celle qui sert dans les téléphones, et placée au fond d'une embouchure en entonnoir, porte en son centre un fil d'acier rigide terminé à l'autre extrémité par un crochet. Celui-ci s'engage dans un trou pratiqué dans une patte fixée à la partie postérieure d'un petit miroir, qui peut tourner entre deux pointes. L'axe du miroir est parallèle à la membrane vibrante, de façon que le miroir soit horizontal quand la membrane est verticale. Un rayon solaire est réfléchi par le miroir sur une plaque photographique qui se meut avec une vitesse constante. Les mouvements de la plaque vibrante se transmettent au miroir avec assez de netteté pour qu'on obtienne des tracés très-nets et très-compliqués.

Avec un ton de voix ordinaire, on peut avoir des tracés de presque $0^{m},025$ de hauteur, ce qui correspond à un mouvement effectif de $0^{mm},125$ pour le centre du disque vibrant.

L'auteur a joint à cette description un fac-simile des tracés qui correspondent aux voyelles et à quelques mots.

Enfin, on peut remarquer que l'adjonction de la tige et du miroir ne détruit pas les articulations, car un téléphone auquel les mêmes additions avaient été faites conservait toutes ses qualités à la fois comme transmetteur et comme récepteur.

O.-N. ROOD. — Projets de relais téléphoniques, p. 59.

L'auteur propose diverses formes de relais pour circuits téléphoniques, fondés sur le principe du microphone. Le circuit principal comprendrait un téléphone ordinaire comme transmetteur, et la bobine du relais; le second circuit comprend une pile; les baguettes vibrantes de charbon agissent comme microphone, et un téléphone ordinaire comme récepteur.

Alfred-M. MAYER. — Lois morphologiques des figures formées par des aimants flottant verticalement, et soumis à l'attraction d'un aimant placé au-dessus, p. 247.

Ce travail a été déjà analysé dans ce Journal, p. 32.

J.-C. DRAPER. — Sur la présence dans le spectre du Soleil de lignes obscures qui correspondent aux raies de l'oxygène, p. 256.

La similitude de nom ne doit pas faire confondre cet auteur avec M. J.-W. Draper, ni avec M. Henry Draper, qui a découvert la coïncidence entre les raies brillantes de l'oxygène et certaines régions plus éclatantes que le reste dans le spectre du Soleil. M. J.-C. Draper croit, au contraire, avoir prouvé que certaines raies noires du spectre solaire coïncident avec les raies brillantes que l'on obtient quand l'étincelle électrique jaillit dans l'oxygène.

Les photographies du spectre solaire sont prises avec des réseaux; celles du spectre de l'oxygène avec un spectroscope à deux prismes. Dans ces conditions, et malgré les précautions qu'indique l'auteur, il ne semble pas que l'identification d'une même raie dans les deux spectres puisse se faire avec une grande certitude. Le procédé de mesure consiste à projeter les photographies au moyen d'une lanterne ordinaire, sur une échelle de papier collée sur une planche; ce procédé ne paraît pas très-précis, de sorte que les résultats énoncés ne peuvent être acceptés comme définitifs.

RAPHAEL MELDOLA. — Sur les raisons de l'apparition de lignes brillantes dans le spectre du Soleil, p. 290.

On sait que le professeur H. Draper a montré que l'oxygène et probablement aussi l'azote existent dans l'atmosphère du Soleil et y révèlent leur présence par des lignes brillantes qui peuvent être discernées dans le spectre ordinaire. M. Meldola essaye d'expliquer ce phénomène en admettant qu'à une certaine distance du Soleil son atmosphère est assez refroidie pour qu'il s'y produise des combinaison chimiques : c'est grâce à la chaleur dégagée par ces combinaisons que les raies de l'oxygène peuvent apparaître brillantes dans le spectre. La même hypothèse rendrait compte de l'éclat considérable de la raie D_3 dans le spectre de la chromosphère (à raies brillantes) et de son extrême faiblesse dans le spectre d'absorption (à raies obscures) du Soleil.

THOMAS-A. EDISON. — Le voltamètre sonore, p. 379.

Le voltamètre sonore ou voltamètre à bulles est un voltamètre ordinaire, mais dont l'une des électrodes est recouverte de caoutchouc vulcanisé, sauf deux petites ouvertures dont l'une permet au liquide électrolysé de toucher l'électrode, tandis que l'autre sert au dégagement de l'hydrogène. Avec un courant et une résistance données, une bulle prend naissance à chaque seconde seulement, et produit un son perceptible en venant crever à la surface. On peut réduire suffisamment la résistance et n'obtenir qu'une bulle toutes les deux, cinq, dix secondes, etc., ou à un aussi long intervalle qu'on le voudra. Si l'on ne dispose qu'une seule ouverture dans l'enveloppe de caoutchouc vulcanisé, la résistance du circuit devient considérable au moment où le gaz remplit presque complétement le trou et tend à s'échapper. Un électro-aimant placé dans le circuit peut alors fonctionner et s'armer de nouveau quand la bulle s'est échappée et que la résistance a repris sa valeur normale, ce qui permet d'écrire automatiquement sur un récepteur Morse le moment où chaque bulle se détache. L'appareil, convenablement construit, peut devenir très-exact et rendre des services. En l'employant en dérivation et l'associant à un enregistreur, il donne la

mesure de la quantité totale d'électricité qui a passé par le circuit dans un temps quelconque.

J.-W. GIBBS. — Sur l'équilibre des substances hétérogènes, p. 441.

Si l'on considère l'accroissement d'entropie qui accompagne généralement les changements qui s'accomplissent dans un système matériel isolé, on est amené à prévoir que le système sera en équilibre stable lorsque l'entropie sera maximum. M. Gibbs revient sur cette idée et en déduit des conséquences mathématiques qu'il est difficile de résumer, sur la théorie générale de l'équilibre thermodynamique.

HENRY HENNESSY. — Limites des hypothèses faites sur la constitution de la matière qui forme l'intérieur de la Terre, p. 461.

En partant de l'hypothèse d'un liquide entièrement dépourvu de viscosité et de frottement intérieur, Hopkins était arrivé à cette conclusion que la Terre ne pouvait être remplie d'un tel liquide; il avait ajouté qu'elle devait alors être entièrement solide. M. Hennessy montre que cette dernière conclusion n'est pas juste; tout ce qui est démontré, c'est qu'un liquide tel que celui qu'on a imaginé ne saurait exister dans l'intérieur de la Terre. Plus récemment, sir William Thomson et M. Darwin, en étudiant l'action des marées internes d'un noyau liquide sur son enveloppe, sont partis de l'hypothèse d'un fluide incompressible, et d'une enveloppe élastique, c'est-à-dire compressible. Quelque intéressants que soient les résultats obtenus, au point de vue mathématique, ils ne peuvent aucunement s'appliquer à la Terre, dont l'enveloppe est, au contraire, beaucoup moins compressible que l'intérieur. Il est également impossible de supposer le fluide central incompressible, c'est-à-dire de densité constante, tandis que tout conduit à admettre que la densité des matières contenues dans la Terre croît à mesure qu'on se rapproche du centre.

D'après M. Hennessy, aucun des raisonnements précédents ne tient compte des conditions physiques du problème. Rien ne vient donc ébranler l'hypothèse anciennement admise d'un noyau

central fluide contenu dans une enveloppe solide de faible épaisseur. ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVI. — Mai 1879.

M. BERTHELOT. — *Sur la formation thermique des combinaisons de l'oxyae de carbone avec les éléments*, p. 129.

M. BERTHELOT. — *Diverses déterminations thermiques*, p. 132.

M. BERTHELOT. — *Recherches sur l'ozone et sur l'effluve électrique*, p. 142.

5e série. — Tome XVI. — Juin 1879.

P. ROSSETTI. — *Recherches expérimentales sur la température du Soleil*, p. 177.

ANTOINE BRÉGUET. — *Sur les machines magnéto-électriques du genre de celle de Gramme*, p. 282.

5e série. — Tome XVI. — Juillet 1879.

C. DECHARME. — *Sur les formes vibratoires des plaques circulaires*, p. 338.

J. VIOLLE. — *Rapport sur la question XIX du programme pour le Congrès météorologique de Rome*, p. 391.

LÉON FOUCAULT. — *Nouveau polarisateur en spath d'Islande. — Expérience de fluorescence*, p. 429.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VII. — N° 45. — 1879.

O. FISHER. — *Conditions thermiques et stratification de la glace antarctique*, p. 381.

A.-R. LEEDS. — *Action de la lumière sur les iodures solides; projet d'une nouvelle méthode actinométrique*, p. 393.

J. PERRY et W.-E. AYRTON. — *Nouvelle théorie du magnétisme terrestre*, p. 401.

F.-D. BROWN. — *Moyen de maintenir constantes la température et la pression*, p. 411.

G. van der Mensbrugghe. — *Nouvelle application de l'énergie potentielle des surfaces liquides*, p. 432.

E.-J. Mills. — *Nouveau colorimètre; remarques sur la colorimétrie*, p. 437.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VII. — N° 5. — Année 1879.

K.-H. Schellbach et E.-E. Bœhm. — *Actions mécaniques des ondes sonores*, p. 1.

S. v. Wroblewski. — *Relation de la constante de diffusion des gaz dans un liquide et de la cohésion de celui-ci*, p. 11.

Fr. Kolacek. — *Influence du milieu qui propage le son sur les corps sonores vibrant dans ce milieu*, p. 23.

C. Freund. — *Quelques propriétés galvaniques des solutions métalliques*, p. 44.

W. Beetz. — *Conductibilité électrique du sulfate de zinc en dissolution*, p. 66.

W. Holtz. — *Aimantation de l'acier pendant la trempe*, p. 71.

E. Ketteler. — *Théorie de la double réfraction*, p. 94.

E. Ketteler. — *Passage de la lumière d'un milieu absorbant, isotrope ou anisotrope, dans un autre*, p. 107.

A. Paalzow. — *Sur le spectre de l'oxygène et sur les apparences lumineuses des gaz raréfiés dans des tubes à électrodes liquides*, p. 130.

Nouvelle série. — Tome VII. — N° 6. — Année 1879.

L. Lorenz. — *Sur la propagation de l'électricité*, p. 161.

H. Herwig. — *Loi d'après laquelle varie l'intensité des courants de la machine dynamo-électrique de Gramme pour des temps très-courts*, p. 193.

R. Colley. — *Polarisation dans les électrolytes*, p. 206.

H. Settegast. — *Contributions à l'analyse spectrale quantitative*, p. 242.

A. Oberbeck. — *Conductibilité calorifique des liquides, en tenant compte des mouvements produits par les différences de température*, p. 271.

V. von Lang. — *Nouvelles recherches sur les colonnes d'air vibrantes*, p. 292.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des corps célestes gazeux*, p. 304.

O.-E. Meyer. — *Preuve de la loi de Maxwell pour l'équilibre des molécules gazeuses*, p. 317.

P. Glan. — *Angle de polarisation de la fuchsine*, p. 321.

F. Neesen. — *Emploi de la méthode des dimensions (homogénéité) pour la démonstration des lois physiques*, p. 329.

W. Kohlrausch. — *Contribution à l'étude de la sensibilité de l'ouïe*, p. 335.

SUR LA TEMPÉRATURE DES EXTRÉMITÉS POLAIRES DES CHARBONS QUI PRODUISENT LA LUMIÈRE ÉLECTRIQUE;

PAR M. ROSSETTI.

1. Déjà MM. Foucault et Fizeau, en 1844, avaient observé une différence notable dans la grandeur et l'éclat des surfaces incandescentes vers les deux pôles des charbons, dont le positif présente une surface plus étendue et plus brillante que le négatif. Il était naturel d'admettre aussi la diversité de température des deux pôles; mais personne, que je sache, n'a réussi jusqu'à présent à mesurer ces températures et à les exprimer en degrés. M. Ed. Becquerel, dès 1862, dans son beau Mémoire sur l'irradiation des corps incandescents (¹), cita cependant quelques expériences faites par lui pour connaître la température de la partie la plus brillante des charbons polaires entre lesquels éclate un arc voltaïque engendré par une pile de 80 éléments Bunsen de grandeur moyenne et trouva que cette température n'était pas inférieure à 2070° C., ni supérieure à 2100° C. Cette détermination a été faite à l'aide d'une méthode optique, en admettant que la loi d'après laquelle le rayonnement lumineux varie avec la température soit la même que pour le rayonnement thermique et en employant en conséquence une formule analogue à celle de MM. Dulong et Petit.

Mais j'ai déjà démontré que cette formule n'est pas applicable aux températures élevées (²), et, par conséquent, les chiffres donnés par M. Becquerel ne peuvent être accueillis avec une entière confiance. En outre, ils ne donnent que la température du pôle positif.

2. Pour déterminer la température du pôle positif et du pôle négatif des charbons au moment où ils produisent la lumière élec-

(¹) ED. BECQUEREL, *Recherches sur la détermination des hautes températures et l'irradiation des corps incandescents* (*Annales de Chimie et de Physique*, t. LVIII, p. 48-143; 1863). *Voir* p. 139.

(²) *Voir* mon Mémoire, *Recherches expérimentales sur la température du Soleil* (*Acad. R. dei Lincei*, 1877-1878, p. 8.)

trique, j'ai employé le même moyen et les mêmes instruments qui me servirent à mesurer la température du Soleil ([1]).

Je rappellerai ici que la méthode consiste à recueillir sur la face d'une pile thermo-électrique placée à une distance convenable les rayons envoyés par une surface rayonnante d'une grandeur déterminée et à mesurer l'effet thermique produit par ce rayonnement à l'aide d'un galvanomètre à réflexion très-sensible de Wiedemann. L'effet thermique est représenté par la lecture du nombre de divisions sur l'échelle galvanométrique. La température s'en déduit par la formule

$$y = mT^2(T - \theta) - n(T - \theta), \tag{1}$$

que j'ai établie dans mes précédents Mémoires ; y indique la lecture galvanométrique, T la température absolue du corps chaud rayonnant, θ la température également absolue de l'enceinte où est placée la pile thermo-électrique, m et n deux valeurs constantes qui dépendent de la sensibilité de la pile et du galvanomètre. Avec les instruments que j'ai employés, ces deux valeurs étaient

$$\log m = 1,2466088 - 10,$$
$$\log n = 5,5254189 - 10,$$

à la condition que la pile soit placée à une distance du disque rayonnant égale à 107,17 fois son diamètre, afin que le corps apparaisse à la face de la pile sous un angle visuel de 31′3″,6, comme celui du Soleil.

J'ajouterai que la formule du rayonnement exige que la surface rayonnante soit douée du plus grand pouvoir émissif, comme le noir de fumée. Dans ce cas, les charbons incandescents satisfont certainement à cette condition, et, en conséquence, la formule est applicable à ces expériences.

3. La difficulté majeure à surmonter dans ces recherches est celle de limiter la surface rayonnante et de la mesurer avec exactitude.

A cet effet, je plaçai à proximité des pointes de charbon d'un régulateur d'Archereau ou de Duboscq un écran métallique avec

---

([1]) Soit pour l'exposé de cette méthode, soit pour la description des instruments, je dois me reporter à ce que j'ai déjà dit dans mon Mémoire, *Recherches expérimentales sur la température du Soleil* (*Acad. R. dei Lincei*, 1877-78).

une fente horizontale dont la hauteur était de $3^{mm},2$ ou $3^{mm},75$ dans le sens vertical et de 15^{mm} dans le sens horizontal. Deux autres écrans métalliques à fentes alignées et de hauteurs un peu plus grandes étaient placés à une petite distance du premier, pour protéger la pile thermo-électrique de tout rayonnement étranger à celui qui passait à travers les fentes.

Pour mesurer à chaque expérience la grandeur de la surface rayonnante, je plaçai à la partie opposée trois autres écrans munis de fentes égales et symétriquement disposés et alignés, et, à une distance des charbons égale ou à peu près à celle où était située du côté opposé la pile thermo-électrique, je plaçai une lentille biconvexe qui, recueillant les rayons provenant de la lumière électrique, projetait l'image de la surface rayonnante sur un écran placé à la distance focale conjuguée. Sur cet écran apparaissait l'image de la pointe du charbon positif, ou celle du charbon négatif, ou de l'arc seul, ou encore de l'arc avec une partie de la pointe négative ou positive, ou enfin simultanément les deux pointes et l'arc, dans le cas où elles auraient été maintenues à une distance moindre que 3^{mm}. L'écran se composait d'une feuille de papier quadrillé dont chaque carré correspondait à une surface de 1^{mmq}. Un crayon bien taillé servait à tracer chaque fois le contour de l'image, ce qui était facile, attendu que les lectures galvanométriques pouvaient se faire rapidement pendant le court laps de temps où l'image projetée sur l'écran se maintenait fixe et ne changeait pas de forme.

Pour plus de précaution, j'ai limité vers le centre (à l'aide d un diaphragme) la partie active de la lentille, la réduisant à une portion égale à la face de la pile thermo-électrique. De cette manière on était certain que, pendant qu'un faisceau de rayons incidents produisait sur la face de la pile thermo-électrique un effet thermique déterminé, mesuré à la boussole, un autre faisceau de rayons provenant d'une surface d'égale grandeur traversait la lentille et reproduisait sur l'écran la forme et l'étendue de la surface rayonnante augmentée dans le rapport des carrés des deux distances des foyers conjugués. Ainsi on obtint vraiment, non l'aire de la surface rayonnante, mais bien sa projection sur un plan perpendiculaire à la ligne qui unit le centre de la lentille au centre lumineux. Mais c'est précisément cette étendue qu'il importe de connaître et

19.

qui, en vertu de la loi connue du cosinus, représente la surface rayonnante. En comptant ensuite le nombre des petits carrés occupés par l'image, on a l'étendue agrandie de la surface rayonnante exprimée en millimètres carrés, et, en la multipliant par la fraction qui représente le rapport entre le carré de la distance de la lentille à la source lumineuse et le carré de la distance de celle-ci à l'écran, on obtient la valeur réelle de l'aire correspondant à la surface rayonnante. C'est le diamètre d'un cercle de surface équivalente qu'il faut multiplier par 107,17 pour avoir la distance à laquelle doit être placée la face de la pile thermo-électrique qui reçoit le rayonnement. Si la pile s'était trouvée à une distance différente de celle-ci, il aurait fallu recourir à la loi des carrés inverses des distances pour calculer, à l'aide de l'intensité, lue à la boussole, la valeur y qu'on aurait obtenue dans le cas où la pile aurait été placée à la distance susdite, comme l'exige l'usage de la formule.

4. Avant d'exposer les résultats numériques obtenus dans mes expériences, une observation me paraît nécessaire. Quelque petite que soit la surface rayonnante des charbons, il est certain cependant qu'elle ne possède pas sur tous ses points une température égale. Ce que l'on obtient donc, c'est la température moyenne que le charbon possède aux parties correspondant aux divers points de la surface rayonnante. Il est évident qu'aux points extrêmes des deux charbons, là où ils sont plus effilés, la température est plus élevée, et que, par conséquent, la température moyenne correspondante doit être d'autant plus petite que plus grande est la surface rayonnante.

Une influence notable est exercée sur l'intensité du courant électrique, et aussi par conséquent sur l'énergie des effets thermiques et lumineux de l'arc voltaïque, par le nombre plus ou moins grand des couples constituant la pile, par la manière dont ils sont accouplés et par le temps écoulé depuis qu'ils ont été chargés. Déjà Foucault avait démontré que l'intensité de la lumière électrique engendrée par une pile Bunsen de 80 couples pouvait être exprimée par le chiffre 238, tandis que trois heures plus tard elle descendait à 159 ([1]).

([1]) Ouvrage cité, p. 94.

D'après ces considérations, l'interprétation des résultats inscrits aux Tableaux suivants deviendra plus facile.

TABLEAU I. — *Expériences du 7 avril.*

NUMÉROS D'ORDRE.	AIRE de la surface rayonnante projetée sur l'écran.		LECTURES à la boussole exprimées en millimètres carrés.	DISTANCE de la pile thermo-électrique en millimètres.	DISTANCES conjuguées.		OBSERVATIONS.
	Charbon +	Charbon —					
I.	207	»	77,5	345	413	1730	Pile Bunsen petit modèle de 80 couples, chargée d'acides ayant servi le 4 avril à quelques expériences préliminaires. Température de l'enceinte : 15° C. environ.
II.	»	200	34,5	»	»	»	
V.	»	134	29,5	350	»	»	
X.	186	»	71,0	»	»	»	

Dans le précédent Tableau sont enregistrées seulement les expériences isolées sur le charbon positif et sur le charbon négatif.

Je crois utile d'indiquer, à titre d'exemple, le calcul relatif à la première expérience. En multipliant par $\left(\frac{413}{1730}\right)^2$ l'aire 207 de l'image agrandie, on a la surface rayonnante

$$S = 207\left(\frac{413}{1730}\right)^2 = 11^{\text{mmq}},80.$$

Elle correspond à l'aire d'un cercle ayant pour diamètre $d = 3^{\text{mm}},876$. La face de la pile thermo-électrique qui reçoit le rayonnement aurait dû être placée à une distance $D = 3,876 \times 107,17 = 415^{\text{mm}},4$.

Mais la pile était éloignée seulement de 345^{mm}, et la déviation dans la boussole était représentée par 77,5 divisions. A la distance D on aurait lu $y' = 77,5\left(\frac{345}{415,4}\right)^2 = 53,46$. Avec la sensibilité qu'avait la boussole lorsque eut lieu l'établissement de la formule (¹), on aurait eu

$$y = y' \times 0,933 = 53,46 . 0,933 = 49,88.$$

(¹) Dans les expériences actuelles, on avait augmenté la sensibilité de la boussole dans le rapport de 1 à 0,933.

En substituant cette valeur y dans la formule (1) qui exprime l'énergie du rayonnement en fonction de la température absolue T du corps rayonnant, et en rappelant que pendant les expériences la température de l'enceinte a oscillé autour de 15° C., d'où $\theta = 273 + 15 = 288$, il résulte que $T = 3148°$ C. et que $t = 2875°$ C. En exécutant un calcul semblable pour les autres expériences on obtient les résultats inscrits au tableau suivant.

TABLEAU II.

NUMÉROS d'ordre.	DIAMÈTRE du cercle de l'aire équivalente en millimètres. d	INTENSITÉ du rayonnement en divisions. y	TEMPÉRATURE en degrés du thermomètre centigrade. t	AIRE de la surface rayonnante en millim. carr. s	EXTRÉMITÉS polaires du charbon.
I.	3,876	49,88	2875	11,80	Positive.
X.	3,673	52,34	2922	10,60	»
II.	3,809	22,98	2184	11,40	Négative.
V.	3,118	30,19	2405	7,637	»

Daprès ces quelques expériences, une différence notable de température entre les pointes positive et négative des deux charbons paraît évidente ; en outre, on voit que plus petite est la surface rayonnante, c'est-à-dire plus effilée est la pointe extrême qui envoie le rayonnement, plus élevée est la température des deux pôles.

Ces faits sont prouvés avec une plus grande évidence encore dans les expériences suivantes.

TABLEAU III. — 80 *couples neufs.*

N.	PÔLE du charbon.	AIRE de l'image. S	SURFACE rayonnante s	DIAMÈTRE. d	RAYONNEMENT. y	TEMPÉRATURE. t	80 COUPLES.
13, 14, 15	Positif.	462 mm	27,97	5,967	29,97	2400	Neufs à peine chargés.
24	»	394	25,85	5,735	42,03	2705	
22	»	201	13,19	4,098	55,27	2980	
21	»	172	11,29	3,790	68,02	3205	
8 et 10	Négatif.	341,5	22,41	5,342	19,63	2060	
3, 4, 5	Positif.	163	10,697	3,69	26,75	2322	Vieux.
7	Négatif.	130	8,531	3,296	15,82	1909	
93	Positif.	310	19,19	4,943	32,93	2480	Neufs et après la charge.
95	Négatif.	285	17,64	4,739	15,88	1910	

TABLEAU IV. — *Deux piles de* 80 *couples réunies en quantités.*

N.	PÔLE du charbon.	AIRE de l'image. S	SURFACE rayonnante. *s*	DIA-MÈTRE. *d*	RAYON-NEMENT. *y*	TEMPÉ-RATURE. *t*	CHARBONS.
44	Positif.	608 mm	39,90	7,127	26,98	2312	Très-gros.
35 et 36	»	355	23,29	5,446	55,34	2980	Minces.
66	»	363	22,26	5,348	56,24	3000	Plus minces.
65	»	320	19,80	5,022	59,91	3065	»
64	»	211	13,15	4,082	64,21	3136	»
56	Négatif.	369	24,27	5,443	18,60	2026	Très-gros.
40	»	267	17,52	4,723	23,20	2190	»
69 et 70	»	195	12,36	3,966	34,919	2532	Minces.

Les chiffres de la dernière colonne, dans les Tableaux précédents, démontrent clairement la différence de température entre les deux extrémités polaires des charbons, la température plus élevée des pointes extrêmes, l'influence de l'intensité plus grande ou plus petite du courant électrique.

Les expériences suivantes montrent comment varie la température moyenne avec le nombre des couples :

Nombre de couples.	Lecture à la boussole.	Rayonnement.	Température.
80...........	51,0	45,59	2784
70...........	39,2	35,04	2536
60...........	31,0	27,76	2334
50...........	26,0	23,24	2190

Les chiffres de la dernière colonne représentent la température moyenne de la surface rayonnante ; en diminuant le nombre de couples, la longueur de l'arc devient plus petite, les deux pointes de charbon se rapprochent et dans l'espace correspondant à l'orifice du diaphragme se trouvent des points moins chauds sur les deux charbons, parce qu'ils sont plus éloignés des extrémités polaires ; ce qui fait que la température moyenne résultante diminue pour deux causes : la diminution de l'intensité du courant, et parce que la surface rayonnante comprend des parties de charbon qui sont plus éloignées des extrémités polaires.

5. De toutes ces expériences il résulte :

1° Que le pôle positif du charbon, au moment de la production de la lumière électrique, a toujours une température supérieure à celle du pôle négatif;

2° Que ces températures varient suivant la variation de l'intensité du courant;

3° Qu'elles sont d'autant plus élevées que plus petite est la surface rayonnante, pourvu, bien entendu, qu'elle comprenne l'extrémité de la pointe;

4° Que pour le pôle négatif on a eu comme température minima 1910° C., la surface rayonnante étant grande et en partie peu brillante; comme température maxima 2532° C., la surface rayonnante étant la moitié de la précédente;

5° Que pour le pôle positif on a eu comme température minima 2312°, le charbon étant très-gros et la surface rayonnante très-étendue; et comme température maxima 3200°, lorsque le charbon était mince et la surface rayonnante un quart à peu près de celle correspondant à la température minima;

6° Que l'on peut considérer la température de l'extrême pointe polaire négative comme égale à 2500° au moins; celle de l'extrémité polaire positive n'est pas inférieure à 3200° (1).

SUR LA FORMULE D'AMPÈRE;

PAR M. J. JAMIN.

La fonction qui exprime l'action réciproque de deux éléments de courant se présente tout d'abord sous la forme

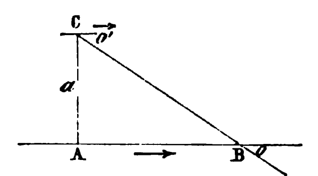
$$F = \frac{ii'dsds'}{r^n}[\cos\omega - (k+1)\cos\theta\cos\theta'].$$

En calculant l'attraction qu'exerce un courant indéfini sur un cou-

(1) Parmi les expériences que j'ai faites avec la pile et les charbons du régulateur, il y en a une dans laquelle la surface rayonnante était très-petite (diamètre, $1^{mm},8$); le rayonnement a donné 114 divisions qui correspondent à la température de 3840°. Je me propose de répéter les expériences avec des surfaces éclairantes très-petites et de mesurer en même temps l'intensité du courant.

rant parallèle de longueur l situé à une distance a (*fig.* 1), on trouve aisément qu'elle est proportionnelle à $\frac{l}{a^{n-1}}$, et, en faisant l'expérience, qu'elle est en raison directe de $\frac{l}{a}$; pour faire concorder le calcul et l'expérience, on admet que $n = 2$. La détermination de la deuxième constante k offre plus de difficulté. On peut simplifier le problème comme il suit.

Fig. 1.



Dans le cas de deux courants parallèles

$$\omega = 0, \quad \cos\omega = 1, \quad \cos\theta = \cos\theta', \quad s = \text{AB} = a\cot\theta,$$

$$ds = \frac{-a\,d\theta}{\sin^2\theta}, \quad \frac{a}{r} = \sin\theta, \quad \frac{1}{r^2} = \frac{\sin^2\theta}{a^2};$$

en remplaçant et supposant $i = i' = 1$,

$$\text{F} = -[1 - (k+1)\cos^2\theta]\frac{a}{\sin^2\theta}\frac{\sin^2\theta}{a^2}\,d\theta\,ds'$$

$$= -[1 - (k+1)\cos^2\theta]\frac{d\theta\,ds'}{a};$$

la composante tangentielle $\text{F}\cos\theta$ sera

$$\text{F}\cos\theta = [k - (k+1)\sin^2\theta]\frac{\cos\theta\,d\theta\,ds'}{a},$$

dont l'intégrale est

$$\int \text{F}\cos\theta = \left[k\sin\theta - \frac{(k+1)\sin^3\theta}{3}\right]\frac{ds'}{a}$$

$$= \frac{ds'\sin\theta}{a}\left[k - (k+1)\frac{\sin^2\theta}{3}\right].$$

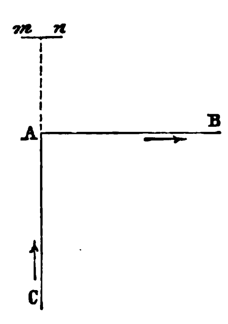
Aux limites on a pour $\theta = 0$ une valeur 0 et pour $\theta = 90$ la va-

leur $\frac{ds'}{a}\frac{2k-1}{3}$, entre ces deux limites une force totale

$$\varphi = \frac{ds'}{a}\left(\frac{2k-1}{3}\right).$$

Or il est facile de prouver par l'expérience que l'action tangentielle d'un courant indéfini CAB (*fig.* 2), formé de deux branches

Fig. 2.



rectangulaires, est nulle, et, comme l'action tangentielle de CA sur *mn* est évidemment nulle, il faut que celle de AB le soit également, c'est-à-dire que φ soit nul, ce qui exige que $2k = 1$ ou que

$$k = \frac{1}{2}.$$

En remplaçant, on a donc

$$\int F\cos\theta = \frac{ds'\sin\theta}{a}\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\sin^2\theta\right) = \frac{ds'}{2a}\sin\theta\cos^2\theta;$$

pour $\cos^2\theta = \frac{1}{k+1} = \frac{2}{3}$, la différentielle est nulle, l'intégrale est maximum. Sa valeur est, aux limites suivantes :

$$\theta = 90 \ldots\ldots \quad 0$$

$$\cos^2\theta_1 = \frac{2}{3} \ldots\ldots \quad \frac{ds'}{2a}\frac{2}{3}\sqrt{\frac{1}{3}} = \frac{ds'}{3a\sqrt{3}}$$

$$\theta = 0 \ldots\ldots \quad 0$$

Entre $\theta = 90$ et θ_1, la force agit dans le sens du courant *mn*; entre θ_1 et $\theta = 0$, elle est contraire et égale. La valeur de θ_1 corres-

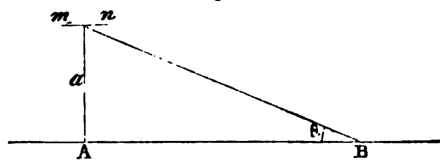
pond au point B, pour lequel $\cos^2\theta = \frac{2}{3}$, $\sin^2\theta = \frac{1}{3}$, $\text{tang}^2\theta = \frac{1}{2}$, c'est-à-dire pour lequel $mA = \frac{AB}{\sqrt{2}}$.

Si l'on calcule la force normale, on trouve

$$F\sin\theta = -\left(1 - \frac{3}{2}\cos^2\theta\right)\frac{\sin\theta\, d\theta\, ds'}{a},$$

$$\int F\sin\theta = \frac{ds'}{a}\left(\cos\theta - \frac{1}{2}\cos^3\theta\right).$$

Fig. 3.



Aux limites, on a (*fig.* 3)

$$\theta = 90 \;..\; 0$$

$$\cos^2\theta_1 = \frac{2}{3} \;\ldots\; \frac{ds'}{a}\left[\sqrt{\frac{2}{3}}\left(1 - \frac{1}{3}\right)\right] = \frac{ds'}{a}\,\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}$$

$$\theta = 0 \;\ldots\; \frac{ds'}{a}\left(1 - \frac{1}{2}\right) = \frac{ds'}{2a}.$$

L'action des éléments est attractive de A jusqu'à B, répulsive de B à ∞. La force totale φ_1 est :

Entre A et B ... $\varphi_1 = \frac{ds'}{a}\,\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}$ (positive)

Entre B et ∞ ... $\varphi'_1 = \frac{ds'}{a}\left(\frac{1}{2} - \frac{2\sqrt{2}}{2\sqrt{3}}\right)$ (négative)

Entre A et ∞ ... $\varphi''_1 = \frac{ds'}{2a}$ (positive)

RECHERCHES SUR LA COMPRESSIBILITÉ DES GAZ;

PAR M. LOUIS CAILLETET.

Les premières recherches sur la compressibilité des gaz datent du commencement du XVIIIe siècle. Mariotte, dès 1700, dans son

Traité du mouvement des eaux, démontre la loi qui porte son nom en établissant que *la condensation de l'air se fait selon la portion de poids dont il est chargé*.

Depuis cette époque, un grand nombre de savants ont cherché à s'assurer par l'expérience si cette loi était rigoureuse.

Boyle, en Angleterre, avait déjà cru remarquer que l'air se comprime moins que la théorie ne l'indiquait. Musschenbroeck, Sulzer, Robison, puis Œrsted, Pouillet et Despretz reprirent l'étude de cette question. Arago et Dulong, sur l'invitation de l'Académie, déterminèrent la loi de la contraction de l'air atmosphérique jusqu'à 27^{atm}. Les volumes des gaz étaient mesurés dans un tube gradué en capacités égales, ayant $1^m,70$ de longueur, et les forces élastiques étaient données par les hauteurs d'une colonne de mercure qui leur faisait équilibre. Les erreurs constatées ne s'élevaient pas à $\frac{1}{100}$, et ces différences n'augmentaient pas avec la pression, comme cela devait avoir lieu si elles tenaient à une déviation de la loi de Mariotte. Ils admirent donc que les écarts qu'ils avaient constatés étaient dus à des erreurs d'expérience et conclurent que l'on peut regarder la loi de la compression de l'air comme vérifiée directement jusqu'à 27^{atm}.

Les recherches de Regnault sur la compressibilité des fluides élastiques, qui resteront dans la Science comme un modèle de précision sur lequel devront se baser tous ceux qui étudieront ces difficiles questions, ne permettent plus de regarder la loi de Mariotte que comme une *loi limite* qui n'est rigoureusement observée que quand les gaz sont infiniment dilatés, et dont ils s'écartent d'autant plus qu'on les observe dans un état de plus grande condensation.

On doit regretter que les belles recherches de Regnault n'aient pas été poussées au delà de 28^{atm}, car il serait extrêmement intéressant de savoir si les écarts s'accentuent avec la pression, et si, sous de hautes pressions, certains gaz continuent à se comprimer plus que ne l'indique la loi de Mariotte, ou si, au contraire, comme pour l'hydrogène, les rapports $\frac{\left(\frac{V^0}{V'}\right)}{\left(\frac{P'}{P^0}\right)}$ restent inférieurs à l'unité.

Malgré toutes les difficultés que présentent de semblables re-

cherches, j'ai essayé, depuis plusieurs années, de déterminer la valeur de la compressibilité des gaz sous des pressions élevées.

Mes premières recherches ([1]) ont été faites en comprimant une masse constante de gaz renfermée dans une sorte de piézomètre dont le tube, gradué en capacités égales, s'élevait au-dessus du réservoir métallique sur lequel il était fixé. Au moyen d'une pompe, on comprimait de l'eau au-dessus du mercure dans lequel plongeait le réservoir du piézomètre et on le forçait à refouler le gaz dans le tube gradué. S'il était facile d'obtenir ainsi des pressions élevées, leur mesure présentait au contraire de grandes difficultés.

Dans mes premières recherches, je mesurais les pressions au moyen d'une série de manomètres Thomasset accouplés, auxquels j'avais adjoint deux manomètres en verre, sorte de thermomètres dont le réservoir subissait des réductions de volume proportionnelles à la pression développée.

J'ai pu étudier ainsi la compressibilité de l'hydrogène et de l'air; mais le mode de mesure des pressions laissait beaucoup d'incertitude, et les résultats de ces expériences n'ont été publiés qu'avec les réserves nécessaires. J'ai cherché alors s'il ne serait pas possible d'établir un manomètre à air libre, qui seul peut donner des indications précises. J'ai fait disposer sur la pente d'un coteau une série de jalons portant des repères espacés par des hauteurs verticales exactes de 1^m. Un tube en acier de 3^{mm}, rempli de mercure, porte à l'une de ses extrémités un réservoir également rempli de mercure, qu'on peut élever au niveau des repères en gravissant le coteau; la pression exercée à la partie inférieure du tube est alors mesurée par la hauteur verticale de la colonne de mercure. La hauteur dont je disposais ne pouvait guère donner que 30^{atm}, mais j'ai pu mettre à profit, dans ces derniers temps, le puits artésien en foncement à la Butte-aux-Cailles, dont la profondeur dépasse 500^m.

L'appareil que j'ai employé pour les recherches qui font l'objet de cette Note se compose d'un tube-laboratoire en acier (*fig.* 1) ([2]) dont la longueur est de $1^m,80$ et le diamètre intérieur 25^{mm}. Un

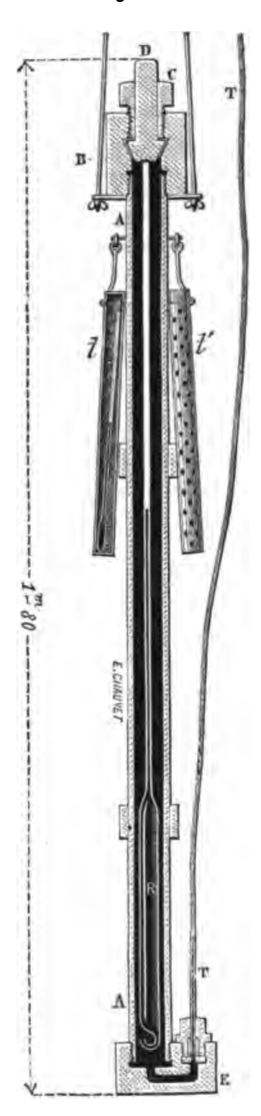
---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXX, p. 1131.

([2]) Nous devons à l'obligeance de M. G. Tissandier, rédacteur en chef du journal *la Nature*, la communication des figures ci-contre, qu'il a fait graver pour son intéressante publication.

obturateur conique en fer D sert à fermer l'appareil au moyen de l'écrou C. A la base du tube-laboratoire est fixé en E un tube en


Fig. 1.



acier doux T de 250m de longueur et disposé de telle sorte qu'il peut s'enrouler dans une hélice creusée sur la circonférence d'un

gros cylindre en bois de 2^m de diamètre, qui se meut autour d'un axe vertical.

Un aide, en agissant sur des engrenages au moyen d'une manivelle, fait tourner le cylindre, et, suivant le sens du mouvement, le tube descend dans le puits ou s'enroule sur le cylindre. Pour ne pas exercer de trop fortes tractions sur le tube fin, on a suspendu le tube-laboratoire à un fil d'acier de 4^{mm} de diamètre, gradué avec une grande précision. Ce fil s'enroule sur un tambour qui reçoit son mouvement au moyen d'une manivelle actionnée par un second aide. Une poulie à double gorge, établie au niveau du sol et dans l'axe du puits, supporte ce tube et le fil de suspension au moment où ils pénètrent dans le puits. Lorsqu'on veut opérer, on doit commencer par remplir l'appareil de mercure, après avoir aspiré l'air au moyen d'une machine à faire le vide; sans cette précaution, il reste toujours de l'air qui divise la colonne de mercure et altère les résultats. On renferme alors dans le tube-laboratoire le piézomètre qui contient le gaz en expérience. Les aides agissent sur les engrenages et font descendre l'appareil dans le puits, à une profondeur que l'on détermine exactement au moyen des divisions que porte le fil de suspension; cette longueur, comptée depuis le niveau du mercure contenu dans le réservoir qui termine le tube, représentera la pression, estimée en millimètres de mercure, que supporte le gaz dans le piézomètre.

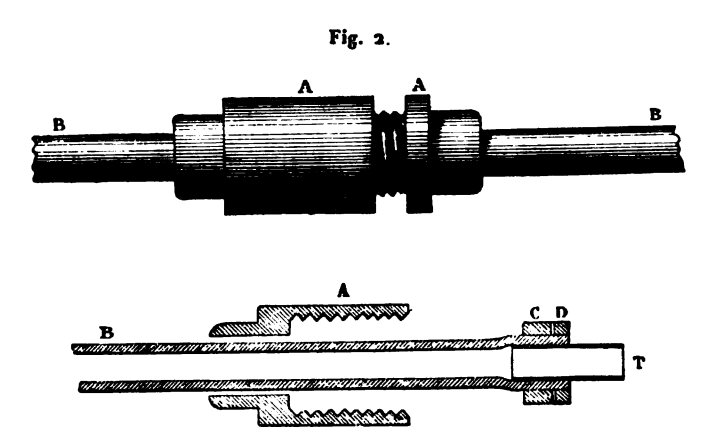
Il est nécessaire d'opérer lentement la descente, afin d'éviter les oscillations du mercure dans le tube calibré. Lorsque l'appareil a pris la température de l'eau, on le remonte à la surface et on note la température et la pression extérieures, ainsi que la température de la couche d'eau atteinte par l'appareil; cette température est donnée par les deux thermomètres à maxima t, t'.

Il serait difficile de connaître la hauteur à laquelle le mercure s'est élevé dans le piézomètre et de mesurer, par conséquent, le volume auquel s'est réduit le gaz, si l'on n'employait un artifice qui permet une mesure précise; il suffit, à cet effet, de dorer légèrement l'intérieur du tube : le mercure, en s'élevant, dissout la couche d'or et laisse une trace absolument nette, correspondant au niveau qu'il a atteint.

Les *fig.* 2 et 3 représentent en vraie grandeur la disposition que j'ai adoptée pour relier entre elles les diverses parties de mon

tube d'acier. BB est le tube contenant le mercure; des rondelles en fer CC sont soudées aux extrémités du tube et peuvent être serrées l'une contre l'autre au moyen des manchons à vis AA.

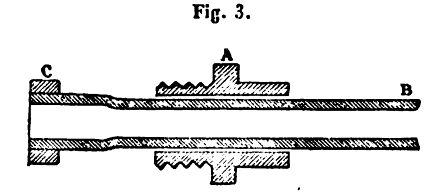
Fig. 2.



Grâce à une rondelle de cuir D interposée, le joint est absolument étanche et peut résister à de très-hautes pressions malgré le mouvement et les torsions que subit le tube. Afin d'éviter que le cuir ne vienne obstruer l'orifice du tube, on a placé dans l'extrémité dilatée un petit manchon T, qui empêche absolument l'obstruction.

Voici quelles corrections ont été apportées aux résultats des expériences.

Fig. 3.



La température de la colonne de mercure contenue dans le tube fin a été divisée en trois parties : 1° la partie située hors du puits, qui subit la température extérieure; 2° la longueur du tube occupant l'espace compris entre l'orifice du puits et le niveau de l'eau; 3° la partie plongée dans l'eau, et subdivisée elle-même en colonnes de 5^m. Par des expériences préliminaires, j'avais étudié la température du puits au moyen de thermomètres à maxima,

donnant le vingtième de degré et enfermés dans des enveloppes de verre épais. La température du mercure contenu dans l'ensemble du tube a été ramenée à zéro. On n'a pas tenu compte de la compressibilité du mercure.

Quant à l'allongement du fil de suspension, il a été calculé d'après les formules en usage, puis vérifié directement sur une longueur de fil de 10^{m}. Afin d'atténuer les erreurs résultant de la réduction qu'aurait subie une masse de gaz constante en supportant des pressions de plus en plus élevées, on a employé successivement trois piézomètres dont les réservoirs présentaient des volumes de plus en plus grands. Ces trois appareils, dont les tubes étaient gradués avec grand soin, avaient été étudiés de manière à rendre leurs indications comparables entre elles.

Au moyen de la formule ci-contre on a calculé les nombres PV qui figurent dans le Tableau :

$$PV = V[L + H + mV - (R + r)],$$

V étant le nombre des divisions restées dorées ;
L la longueur du fil déroulé depuis le niveau du mercure dans le réservoir supérieur ;
H la pression barométrique ;
m la longueur en millimètres d'une division du tube doré ;
R la distance du repère supérieur AB au niveau du mercure dans le réservoir supérieur ;
r la distance de la demi-division du fil de suspension déroulé, la plus voisine du repère inférieur.

Azote à + 15°,0.

Pressions.	Volumes.	PV.	Température du gaz.
m 39,359	207,93	8184	° +15,0
44,264	184,20	8153	15,1
49,271	162,82	8022	15,1
49,566	161,85	8022	14,9
59,462	132,86	7900	15,0
64,366	123,53	7951	15,0
69,367	115,50	8011	15,0
74,330	108,86	8091	15,1
79,234	103,00	8162	15,1

Pressions.	Volumes.	PV.	Température du gaz.
m 84,388	97,97	8267	° 15,2
89,231	93,28	8323	15,2
99,188	86,06	8536	15,4
109,199	77,70	8484	15,6
114,119	76,69	8751	15,7
124,122	71,36	8857	16,0
144,241	62,16	8966	16,3
149,205	59,70	8907	16,5
154,224	58,18	8973	16,6
164,145	54,97	9023	16,8
174,100	52,79	9191	17,0
181,985	51,27	9330	17,2

Les expériences que je viens de rapporter ont été faites avec le concours d'un jeune professeur attaché au laboratoire des Hautes Études, M. Bonnefoy, et de M. Forquignon, ingénieur civil des Mines, qui ont bien voulu m'aider dans ces recherches longues et difficiles.

MACHINE PARLANTE DE M. FABER;

PAR M. GARIEL.

M. Faber s'est proposé de construire une machine réellement parlante, c'est-à-dire produisant les sons et les articulations, et, pour arriver à ce résultat, il a imité, au moins d'une manière générale, les organes de la phonation.

La machine se compose essentiellement de trois parties :

1° La soufflerie;

2° L'appareil producteur du son;

3° L'appareil articulant.

1° Nous n'avons rien de particulier à dire de la soufflerie, qui est destinée à envoyer un courant d'air dans le larynx.

2° L'appareil producteur du son, le *larynx*, est une anche en ivoire dont on peut faire varier dans une certaine limite la longueur, de manière à changer la hauteur du son produit. On peut regretter que M. Faber n'ait pas cherché à employer un système

d'anches membraneuses qui rapprocherait davantage la machine de la réalité.

3° L'appareil articulant comprend une partie destinée à produire les voyelles et une partie pour la production des consonnes. Les voyelles sont dues au passage de l'air à travers des ouvertures de diverses formes pratiquées dans des diaphragmes qui viennent successivement se placer sur le passage du courant d'air sous l'action de leviers mus par des touches; de plus, une cavité spéciale, qui peut être mise en communication avec la précédente, est destinée à produire les sons nasaux : la communication se produit à volonté par un levier spécial. Les consonnes sont dues à l'action de pièces dont le fonctionnement est très-analogue à celui des lèvres, des dents et de la langue. Un moulinet spécial produit le ronflement de l'R. Toutes ces pièces et tous ces organes sont mis en mouvement par quatorze touches qui sont très-ingénieusement disposées, de manière à faire agir avec l'intensité convenable et dans l'ordre nécessaire les organes destinés à produire une syllabe. Le nombre de quatorze touches est suffisant, parce que, à l'aide de touches accessoires, on peut faire varier le caractère d'une consonne du fort au faible, etc.

La parole de la machine est nécessairement monotone; ajoutons qu'elle n'est pas parfaite : certains sons produisent un meilleur effet que d'autres; cependant, en général, on comprend les mots et les phrases prononcés. Certes, on ne peut penser à comparer les sons ainsi produits avec les intonations si variées de la voix humaine; cette machine, indépendamment des perfectionnements qu'elle pourra recevoir, n'en est pas moins intéressante, en ce qu'elle montre nettement le mécanisme de la phonation, qui a pu être reproduite ainsi artificiellement et, par conséquent, obéit absolument aux lois de l'Acoustique.

ARTHUR SCHUSTER. — On spectra of lightning (Sur le spectre de l'éclair); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t. VII, p. 316; 1879.

Le spectre de l'éclair a été étudié par divers physiciens; nous allons résumer sommairement les résultats auxquels ils sont parvenus.

M. Kundt (*Pogg. Ann.*, t. CXXXV, p. 315) a observé un spectre de lignes comprenant une ou deux raies dans le rouge, plusieurs raies très-brillantes dans le vert et d'autres moins brillantes dans le bleu. Il fit la remarque que ces lignes n'apparaissent pas simultanément dans le même éclair et que celles qui brillent avec le plus d'éclat dans un éclair sont quelquefois invisibles dans un autre. En même temps que ce spectre de lignes, il observa souvent un ensemble de bandes appartenant à deux spectres de bandes différents l'un de l'autre.

M. John Herschel (*Proceed. R. S.*, t. XVII, p. 61) reconnut la production d'un spectre continu traversé de raies brillantes d'intensité variable, dont deux coïncidaient avec les raies de l'azote.

M. Laborde (*les Mondes*, t. VIII, p. 219) signala aussi l'observation d'un spectre continu; il vit également des lignes brillantes dans le voisinage de la raie E.

M. H. Vogel (*Pogg. Ann.*, t. CXLIII, p. 653) ne décrit qu'un spectre de lignes, dont deux ne coïncident avec aucune raie brillante du spectre obtenu dans l'air traversé par l'étincelle électrique.

M. J.-P. Joule (*Nature*, t. XVI, p. 161) vit souvent dans l'éclair une seule raie brillante coïncidant avec la plus intense des raies de l'azote; d'autres fois, il en observa plusieurs accompagnées ou non de la raie verte de l'azote, et il constata aussi la production d'un spectre continu.

M. H.-R. Proctor (*Nature*, t. XVI, p. 161 et 220) reconnut, avec le spectre de lignes, un spectre de bandes distinct de celui de l'azote.

Enfin, M. A. Young eut aussi l'occasion d'observer des raies brillantes, des bandes et un spectre continu.

Tel était l'état de la question quand l'auteur a été conduit à utiliser un séjour qu'il fit au Colorado l'été dernier, où il eut l'occasion d'être témoin de nombreux éclairs. Pour fixer l'opinion sur la nature du spectre de bandes signalé par divers observateurs, il circonscrivit les recherches à la région du spectre comprise entre les longueurs d'onde 5000 et 5800, c'est-à-dire à la partie qui comprend le jaune et le vert, et il fit usage d'un spectroscope à vision directe muni d'une fente susceptible de recevoir un mouvement mesuré par une vis micrométrique. Une ligne éclairée dans le plan focal de l'objectif de la lunette servait de repère. Dans les

circonstances ordinaires, on déplaçait la fente jusqu'à ce que la raie à mesurer fût dans le prolongement de la ligne de repère placée au centre du champ. Les pointés furent tous effectués la nuit; on laissait en place le spectroscope jusqu'au lendemain matin; on mesurait alors la distance du repère aux raies de Fraunhofer les plus voisines, et l'on pouvait ainsi avoir, par interpolation, la longueur d'onde de la radiation observée.

Sans doute, il est impossible de pointer exactement une bande pendant la durée d'un éclair; mais, lorsqu'il s'en produit plusieurs successivement, on peut amener le repère peu à peu en coïncidence avec la bande et l'on a pour chacune d'elles plusieurs lectures de plus en plus approchées.

Pour donner une idée de la précision que comportait l'appareil, nous dirons que les pointés correspondant aux deux raies du sodium différaient l'un de l'autre de dix divisions du micromètre ou d'un dixième de tour de la vis, et deux pointés de la même raie ne comportaient pas une erreur de plus d'une division du micromètre.

Les observations furent faites le 25 juillet, le 3 et le 18 août.

L'auteur reconnut plusieurs fois la production d'un spectre continu. Souvent il observa un spectre de lignes où les raies brillantes de l'azote, dont les longueurs d'onde sont 5002 et 5681, se montraient nettement. Enfin le spectre de bandes signalé par la plupart des observateurs présenta, dans la région étudiée, trois bandes dont les positions moyennes peuvent être exprimées en longueurs d'onde par les nombres 5592, 5334, 5182, plus une quatrième dont la position incertaine correspondrait à 5260.

Les nombres 5592 et 5182 sont voisins de 5607 et 5197, qui marquent la position de deux bandes appartenant au spectre de l'oxyde de carbone; ils n'en diffèrent que de quantités qui, estimées avec l'instrument employé, doivent être considérées comme négligeables. Aussi l'auteur avait-il cru pouvoir affirmer, aussitôt après avoir effectué ces mesures, que l'on trouvait dans l'éclair le spectre de l'oxyde de carbone. Depuis, ayant remarqué que le spectre ordinaire de l'air comprend une bande dont la longueur d'onde 5178 se rapproche davantage du résultat de l'observation, et, d'un autre côté, que la bande de longueur d'onde 5260 coïncide avec une des deux bandes très-intenses qu'on trouve au pôle

négatif des tubes à oxygène raréfié, il s'est trouvé conduit à modifier sa conclusion précédente et à regarder la première bande (5182) comme étant due à l'azote et la bande (5592) comme étant celle des bandes intenses qui, avec (5260), caractérise l'oxygène observé au pôle négatif.

Quant à la bande (5334), il n'y a aucun doute à avoir sur son interprétation : c'est la plus brillante des deux bandes vertes du spectre de l'oxygène produit à basse température. Sa longueur d'onde est 5329 quand le gaz est sous une pression de $0^m,001$; mais, à mesure que la pression augmente, la bande s'étend plus du côté du rouge que du côté du bleu, et son milieu peut être considéré comme représenté par le nombre 5334 et même 5341, comme l'a indiqué M. Vogel, qui l'a signalée pour la première fois.

L'auteur espérait lever les incertitudes relatives à la signification des autres bandes en effectuant des expériences directes sur l'air atmosphérique soumis à diverses pressions; mais il n'a rien pu conclure de ces tentatives, car, si l'on opère avec la décharge continue, le spectre de bandes de l'azote se montre seul, et, avec la décharge disruptive, on observe le spectre de lignes de l'azote qui s'ajoute simplement au spectre que donne l'oxygène aux températures les plus élevées.

La conclusion qui lui paraît la plus probable relativement au spectre de bandes, c'est que le spectre de l'éclair ressemble à celui qu'on observerait au pôle négatif d'un tube à oxygène raréfié qui contiendrait de petites quantités d'oxyde de carbone.

D. Gernez.

C.-W. SIEMENS. — On the transmission and distribution of energy by the electric current (Sur la transmission et la distribution de l'énergie au moyen du courant électrique); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t. VII, p. 352; 1879.

Pendant l'automne de 1876, l'auteur a jaugé le débit de la cataracte du Niagara; il a estimé la force de cette chute à 17 millions de chevaux-vapeur. Pour produire la même force par la vapeur, il faudrait brûler 260 millions de tonnes de charbon par an, quantité à peu près égale à la production annuelle de houille par toute la Terre.

Si l'on veut utiliser cette immense force perdue, représentée

par la chute du Niagara comme aussi par les chutes d'eau si nombreuses dans les pays de montagnes, il faut pouvoir en transmettre l'énergie à de grandes distances. L'électricité convient mieux à cet effet que l'eau ou l'air comprimé. On peut employer la chute d'eau à faire tourner une ou plusieurs machines dynamo-électriques et transmettre le courant produit à travers un conducteur métallique. L'auteur, dans un discours adressé en mars 1877 à l'*Iron and steel Institute,* avait estimé qu'on pourrait, à l'aide d'une barre de cuivre de 3 pouces de diamètre, transmettre à la distance de 30 milles une quantité d'énergie égale à mille chevaux-vapeur ou bien capable de produire une lumière de 250000 bougies. L'auteur trouve aujourd'hui que ces chiffres sont beaucoup trop faibles : la force qu'on pourrait transmettre serait de 3000 à 4000 chevaux, et la quantité de lumière qui peut remplacer un cheval-vapeur est plus grande avec nos moyens actuels qu'elle ne l'était alors.

On distribuerait l'énergie du courant en établissant des dérivations sur le circuit principal. Afin de régler ces dérivations, l'auteur propose d'employer des appareils dont il donne le dessin. Le courant dérivé traverse une tige d'acier qui s'échauffe et se dilate plus ou moins. Cette dilatation a pour effet de déboucher successivement les résistances d'un rhéostat métallique interposé dans le circuit dérivé. Dans un autre appareil, on utilise la propriété du charbon, découverte en 1856 par M. du Moncel et appliquée depuis par M. Edison, de fournir une résistance électrique variable avec la pression. Le courant dérivé parcourt une série de disques de charbon empilés, disques pressés les uns contre les autres avec une force réglée par la dilatation d'un conducteur échauffé par le courant.

G. LIPPMANN.

K. EXNER. — Ueber die Fraunhofer'schen Ringe, die Quetelet'schen Streifen und verwandte Erscheinungen (Anneaux de Fraunhofer, franges de Quetelet et phénomènes voisins); *Ann. der Physik,* nouvelle série, t. IV, p. 525; 1878.

Les *anneaux de Fraunhofer* (¹) (phénomène des couronnes)

(¹) ***Astronomische Abhandlungen der Schumacher,* III; *voir* aussi BABINET, *Comptes rendus,* t. VI.**

sont produits par un réseau formé d'un très-grand nombre de petits écrans opaques, circulaires et égaux, distribués au hasard et très-rapprochés, ou encore par des poussières disposées dans l'espace de telle manière que leurs projections, sur un plan perpendiculaire à la direction des rayons lumineux, soient des cercles très-petits, égaux et irrégulièrement distribués. Quand on emploie de la lumière homogène, le phénomène consiste en une auréole circulaire entourant l'image de la source lumineuse étroite que l'on observe : cette auréole est entourée elle-même de plusieurs anneaux alternativement brillants et obscurs. C'est exactement l'apparence fournie par la diffraction à travers une ouverture circulaire unique, de même diamètre que les petits écrans opaques. Si les petits écrans (ou les projections des corpuscules atmosphériques) ne sont pas circulaires, mais demeurent égaux et semblablement placés, on obtient le phénomène qui résulterait de la diffraction par une ouverture unique de même forme et de même situation.

Les anneaux produits par une lame transparente ternie par l'haleine sont habituellement considérés comme identiques aux anneaux de Fraunhofer; ils en diffèrent, toutefois, en ce que les anneaux de Fraunhofer ont pour centre une auréole, tandis que les anneaux des lames ternies présentent un anneau noir entourant immédiatement la très-petite image centrale et du point lumineux observé.

De ces divers phénomènes M. Exner rapproche les beaux anneaux observés par M. Wöhler en regardant une lumière après avoir soumis son œil à l'action des vapeurs de l'acide osmique; enfin les anneaux beaucoup plus faibles observés par Meyer, et qui se produisent toujours quand un œil parfaitement sain observe une lumière suffisamment vive et de petite étendue.

Enfin M. Exner associe à ces phénomènes l'étude des franges de Quetelet [ou plutôt des anneaux du duc de Chaulnes (1)], qu'il fait dépendre de l'interférence non de rayons diffusés, mais de rayons diffractés.

1. Verdet (2) a donné la théorie des anneaux de Fraunhofer :

(1) *Voir* à ce sujet VERDET, *Optique physique*, t. I, p. 246.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXXIV, p. 129; *voir* aussi VERDET, *Optique physique*, t. I, p. 311.

« Considérons, dit-il, la surface d'une onde lumineuse sur laquelle se trouvent distribués, d'une manière irrégulière, un grand nombre de corpuscules opaques, circulaires et égaux. Tous les rayons qui viennent de la surface de l'onde, parallèlement à une direction donnée, tombés sur l'ouverture de la pupille ou sur l'objectif de la lunette qui sert à l'observation du phénomène, convergent en un même point de la rétine ou du plan focal de l'objectif, et l'intensité de la lumière en ce point résulte de leur interférence réciproque. Comme ils constituent un cylindre oblique, ayant pour base l'ouverture de la pupille ou celle de l'objectif, il est clair qu'ils proviennent d'une partie de la surface de l'onde (supposée sensiblement plane) égale en étendue à cette base, et, par conséquent, très-grande par rapport aux longueurs d'ondulation et par rapport au diamètre des corpuscules. Les divers cylindres parallèles aux diverses directions ne proviennent pas de la même partie de la surface de l'onde, mais de parties égales et recouvertes de globules irrégulièrement distribués. Néanmoins, il est facile de voir que les intensités de la lumière aux divers points de convergence doivent varier de la même manière que si tous ces cylindres provenaient d'une même partie de la surface de l'onde sous diverses inclinaisons, et c'est évidemment aux variations de ces intensités, si elles ont lieu suivant une loi régulière, qu'est dû le phénomène des couronnes (*anneaux de Fraunhofer*).

» Le problème peut donc être remplacé par un problème équivalent. Il s'agit de déterminer suivant quelle loi varie l'intensité de la lumière envoyée dans diverses directions par une portion limitée d'onde plane recouverte de corpuscules égaux et circulaires distribués sans aucun ordre régulier.

» Remarquons qu'une onde plane tombant sur une très-grande ouverture de forme quelconque n'envoie au delà de l'ouverture une lumière sensible que dans une direction normale à l'onde, et que, dans toute direction tant soit peu différente, les vitesses envoyées par les divers éléments se détruisent presque entièrement par interférence. Si l'on dispose sur cette ouverture un grand nombre de corpuscules opaques, de manière à la transformer, en quelque sorte, en une réunion de petites ouvertures, on rend sensible la lumière envoyée dans des directions autres que celles des rayons incidents. Il suit de là que la vitesse de vibration envoyée

dans une telle direction par les parties de l'onde non interceptées par les corps opaques, est sensiblement égale et de signe contraire à celle qu'enverraient les parties interceptées, puisque, si les corps opaques n'existaient pas, la résultante de ces deux vitesses serait à peu près nulle. L'intensité de la lumière étant d'ailleurs proportionnelle au carré de la vitesse de vibration, on voit que les intensités produites par les deux parties de la surface de l'onde sont sensiblement égales entre elles. Donc, en définitive, les effets d'une grande ouverture recouverte de corpuscules opaques sont identiques à ceux d'un système de petites ouvertures égales aux grains opaques et distribuées de la même manière (*Principe de Babinet*). »

Verdet montre ensuite que, si l'on considère deux ouvertures égales, elles envoient, dans la même direction, des vitesses qui ne se distinguent que par une différence de marche, constante pour tous les éléments d'une même ouverture, mais dépendant de l'angle φ que la direction considérée fait avec la normale et de la position relative des deux ouvertures. Si la vitesse envoyée par la première est

$$F(\varphi)\sin 2\varpi\frac{t}{T},$$

la vitesse envoyée par la seconde sera

$$F(\varphi)\sin 2\varpi\left(\frac{t}{T}-\frac{\delta_1}{\lambda}\right),$$

et la vitesse résultante envoyée par l'ensemble des n ouvertures sera

$$F(\varphi)\left[\sin 2\varpi\frac{t}{T}+\sum_1^{n-1}\sin 2\varpi\left(\frac{t}{T}-\frac{\delta}{\lambda}\right)\right];$$

l'intensité sera

$$F(\varphi)^2\left[\left(1+\sum_1^{n-1}\cos 2\varpi\frac{\delta}{\lambda}\right)^2+\left(\sum_1^{n-1}\sin 2\varpi\frac{\delta}{\lambda}\right)^2\right].$$

Si le nombre n des ouvertures est extrêmement grand, et qu'elles soient distribuées sans aucune loi régulière, les différences δ_1, δ_2, ... auront, quel que soit φ, un très-grand nombre de valeurs différentes, de façon que les sinus et les cosinus auront un très-grand nombre de valeurs distribuées irrégulièrement entre $+1$

et — 1. Verdet, développant les carrés, et se fondant sur ce que l'on a toujours

$$\sin^2 \frac{2\varpi\delta}{\lambda} + \cos^2 \frac{2\varpi\delta}{\lambda} = 1,$$

conclut que la parenthèse se réduit sensiblement à n; d'où il résulte que la variation d'intensité lumineuse dans les diverses directions est proportionnelle à $[F(\varphi)]^2$, c'est-à-dire dépend de l'obliquité d'après la même loi que la lumière diffractée par une ouverture circulaire unique occupant le centre du champ.

M. Exner fait observer que cette conclusion n'est pas rigoureuse; les vitesses vibratoires se composent comme des forces, et tout ce que l'on peut affirmer de la résultante de n forces égales à 1 et de direction arbitraire, c'est qu'elle est comprise entre zéro et n. Pour une même valeur de φ, mais pour des azimuts différents, le facteur entre parenthèses, dans l'expression de l'intensité, prendra toute sorte de valeurs oscillant irrégulièrement de part et d'autre d'une valeur moyenne qui dépend de φ. L'influence du facteur $F(\varphi)^2$ est donc prépondérante et règle l'apparence générale du phénomène. Les anneaux lumineux pourront paraître continus, surtout avec un faible grosissement et dans la lumière blanche; mais M. Exner a observé qu'il n'en est plus ainsi dans la lumière homogène et pour un très-fort grossissement. Ayant placé devant l'objectif d'une lunette un réseau formé de quelques milliers de très-fines piqûres d'aiguille, il vit l'auréole continue qui remplissait le champ se résoudre, par l'interposition d'un vase rouge, en une auréole finement granulée ([1]).

2. Le phénomène des anneaux des plaques ternies par l'haleine est un phénomène de diffraction analogue à celui des franges de Fraunhofer, non identique toutefois, puisque, dans ce dernier cas, l'image centrale est entourée d'un anneau noir au lieu d'une auréole. Les gouttelettes d'eau déposées sur la plaque humide sont des globules de grosseur très-sensiblement égale, disposés avec quelque régularité, comme on peut s'en convaincre par l'examen

---

([1]) L'auteur décrit en outre une série d'expériences qu'il a faites pour vérifier le principe de Babinet. Elles ne nous ont pas paru assez intéressantes pour trouver place ici.

microscopique. Le phénomène de la diffraction par des écrans circulaires opaques irrégulièrement disposés se complique donc ici du phénomène produit par des écrans circulaires distribués régulièrement.

La théorie donne, pour ce dernier cas, une série d'images brillantes disposées sur trois systèmes de droites inclinées à 60°, c'est-à-dire aux sommets d'un carrelage de triangles équilatéraux; ces images ne font défaut que sur les anneaux sombres du phénomène fondamental, celui qui correspond à une seule ouverture. D'après cela, l'image centrale sera entourée d'un anneau sombre autour duquel seront disposés six spectres aux sommets d'un hexagone régulier, puis nouvel anneau sombre, etc. Tel est le phénomène de diffraction par des écrans circulaires régulièrement disposés : il diffère essentiellement des anneaux continus de Fraunhofer.

Ne peut-il pas se faire que, dans le cas d'une disposition des petits écrans circulaires qui s'approche de la régularité, le phénomène de diffraction irrégulière domine vers les bords, le phénomène de diffraction régulière au centre? M. Exner a essayé de décider la question par l'emploi de réseaux parfaitement réguliers, puis de plus en plus irréguliers. Il a vu le phénomène de la diffraction régulière se compliquer, vers les bords, d'anneaux continus de Fraunhofer; puis, à mesure que le réseau s'écartait davantage de la régularité parfaite, les anneaux empiéter de la circonférence au centre du champ, jusqu'à réduire le phénomène de la diffraction régulière au premier anneau noir. L'apparence était alors identique aux anneaux fournis par les plaques ternies par l'haleine.

Les mesures de diamètre des anneaux des plaques ternies, abstraction faite du premier anneau noir, sont bien ceux que la théorie assigne aux anneaux de Fraunhofer.

3. Les anneaux décrits par Meyer (¹) et par Wöhler sont identiques aux anneaux de Fraunhofer : la loi de leurs diamètres est aussi conforme à la théorie; cela résulte des mesures exécutées par Meyer, et de celles que M. Exner a répétées avec

(¹) Meyer, *Ueber Beugunserscheinungen im Auge* (*Ann. de Poggendorff*, t. XCVIII, p. 214).

le concours de M. Goldschmiedt. Ces anneaux ont pour origine un phénomène de diffraction dont le siége est dans l'œil lui-même. L'organe diffractant doit présenter des mailles dont la grandeur est fixée, par la mesure du diamètre des anneaux, entre $0^{mm},017$ et $0^{mm},023$. Cette dimension concorde sensiblement avec celle des cellules épithéliales de la cornée, que Kölliker évalue de $0^{mm},022$ à $0^{mm},030$.

S'il faut réellement attribuer à l'épithélium de la cornée transparente le phénomène des anneaux de Meyer et des anneaux, incomparablement plus vifs, de Wöhler, il faut que l'acide osmique, employé par ce dernier, exerce une action marquée sur l'épithélium. M. Exner, avec le concours de M. S. Exner, a constaté que l'épithélium, à peine visible, de la cornée d'une grenouille récemment sacrifiée, devient très-apparent dès que cet organe est soumis aux vapeurs de l'acide osmique.

Certains observateurs voient les anneaux de Meyer ou de Wöhler dénués d'auréole centrale : cela tient apparemment à ce que les cellules épithéliales de la cornée ne sont pas distribuées chez eux d'une manière tout à fait irrégulière, d'où résulte la substitution du phénomène des plaques ternies à celui des franges de Fraunhofer.

4. Les franges de Quetelet (1) se produisent quand on regarde un point brillant dans un miroir dont l'œil est séparé par un réseau d'écrans opaques irréguliers et irrégulièrement distribués, (des grains de poussière, par exemple), avec la condition que le plan du réseau soit sensiblement parallèle au miroir. Elles résultent, d'après M. Exner, de l'interférence de la lumière diffractée avant et après la réflexion sur le miroir. Le diamètre des anneaux ne dépend que de la longueur d'onde de la lumière et de la distance du plan du réseau au miroir : l'égalité de cette distance, pour tous les éléments du réseau, joue le même rôle que l'égalité de leurs diamètres, pour les anneaux de Fraunhofer.

L'auteur s'attache à démontrer : 1° Que contrairement à l'opinion de M. Lommel (2), le phénomène des franges de Quetelet

(1) Quetelet, Sur certaines bandes colorées, *Correspondance physique et mathématique*, t. V, p. 394.

(2) Lommel, *Ueber die Interferenz des gebeugten Lichtes*. Erlangen, 1875 et 1876.

cesse de se produire nettement dès que le plan du réseau fait un angle trop considérable avec le plan de réflexion; 2° que, quand le réseau est formé d'un nuage de poudre de lycopode, dont les grains sont réguliers, le phénomène des anneaux de Fraunhofer se superpose à celui des franges de Quetelet, de manière à produire un réseau de lignes noires sur un fond clair. Les rayons qui produisent les deux systèmes de franges sont donc susceptibles d'interférer entre eux. M. Exner en conclut que les franges de Quetelet ne peuvent être produites que par l'interférence de rayons diffractés, et non diffusés comme on l'admet d'ordinaire.

E. Bouty.

M.-Th. EDELMANN. — Neues Hygrometer (Nouvel hygromètre); *Annalen der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 455; 1879.

Le principe de ce nouvel hygromètre est le suivant. Dans un gros tube en verre muni de robinets, on fait arriver par aspiration l'air dont on veut déterminer l'état hygrométrique. On laisse tomber alors dans ce tube de l'acide sulfurique, qui absorbe la vapeur d'eau. Un manomètre disposé sur le tube indique la diminution de pression, qui est précisément égale à la force élastique de la vapeur d'eau contenue dans l'air. Une disposition convenable de l'appareil permet d'ailleurs de verser l'acide sulfurique sans changer d'une façon sensible le volume de l'air renfermé dans le tube. Un thermomètre permet de constater que pendant l'expérience la température ne change pas.

Cet appareil doit présenter plusieurs inconvénients. Tout d'abord on sait combien il est difficile de dessécher un gaz. Il paraît donc difficile d'admettre que toute la vapeur d'eau est absorbée par l'acide sulfurique dans un temps suffisamment court pour que la température reste rigoureusement constante. D'autre part, la combinaison de la vapeur d'eau avec l'acide sulfurique doit produire un dégagement de chaleur. Enfin, et c'est là le plus grand inconvénient de l'appareil, il faut, après chaque expérience, enlever l'acide sulfurique, laver le tube à l'eau, puis à l'alcool, puis à l'éther, et enfin enlever les vapeurs d'éther par un courant d'air.

Si l'on compare cette manipulation compliquée aux opérations

si simples qui permettent de déterminer l'état hygrométrique au moyen de l'appareil Regnault, surtout avec la disposition très-ingénieuse qui lui a été donnée par M. Alluard ([1]), on conviendra que ce dernier instrument l'emporte de beaucoup sur le nouvel hygromètre allemand, tant pour la commodité de l'installation que pour la précision des mesures. E. BICHAT.

W. KOHLRAUSCH. — Ueber die experimentelle Bestimmung von Lichtgeschwindigkeiten in Krystallen (De la mesure expérimentale de la vitesse de la lumière dans les cristaux); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 86; 1879.

La méthode de la réflexion totale pour la mesure des indices de réfraction, due à Wollaston, est la seule commode lorsqu'il s'agit de mesurer les vitesses de propagation de la lumière dans un grand nombre de directions différentes dans un milieu biréfringent. Une seule facette taillée sur un cristal permet, en effet, en changeant l'orientation de la lame, de mesurer ces vitesses dans chacune des directions prises sur cette surface. Cette mesure se fait avec une grande précision avec le réfractomètre de M. F. Kohlrausch, déjà décrit dans ce Recueil ([2]).

Soit n l'indice d'une lame cristalline mesuré par la méthode de M. F. Kohlrausch; la valeur de $\rho = \frac{1}{n}$ représente, non le rayon vecteur correspondant de la surface d'onde (*Strahlenfläche*), mais celui de la surface des vitesses normales ou d'élasticité (*Wellenfläche*), dont l'équation générale est

$$\frac{x^2}{\rho^2 - a^2} + \frac{y^2}{\rho^2 - b^2} + \frac{z^2}{\rho^2 - c^2} = 0,$$

avec

$$\rho^2 = x^2 + y^2 + z^2.$$

Pour les cristaux à un axe, on sait que cette surface se réduit à une sphère $\rho^2 = b^2$ et à une surface du quatrième degré, qui est coupée par un plan quelconque passant par son centre suivant un

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 328.
([2]) *Journal de Physique*, t. VII, p. 389.

ovale, dont l'équation générale est

$$(\rho^2 - r^2)x_1^2 + (\rho^2 - a^2)y_1^2 = 0,$$

r dépendant de l'inclinaison du plan sur l'axe optique, ou, en coordonnées polaires,

$$\rho = \sqrt{r^2 \cos^2\psi + a^2 \sin^2\psi}.$$

Je renverrai au Mémoire de M. W. Kohlrausch, l'auteur du Mémoire actuel, pour les détails relatifs à la taille exacte des lames cristallines essayées.

Les facettes étudiées furent : pour l'azotate de soude (uniaxe), deux faces naturelles et deux artificielles, parallèles et perpendiculaires à l'axe ; pour le gypse, une face naturelle qui se trouve contenir les deux axes optiques ; pour l'acide tartrique, une facette contenant les deux axes optiques et deux autres, perpendiculaires respectivement aux deux lignes moyennes.

Si l'on examine le Tableau très-complet donné dans le Mémoire de M. W. Kohlrausch, on voit que l'écart entre les valeurs de ρ calculées et observées n'a jamais affecté que le quatrième chiffre caractéristique, et, en ajoutant toutes les erreurs relatives des 274 mesures effectuées, on trouve 0,02 pour 100 seulement. On peut donc considérer *la théorie de Fresnel pour les cristaux uniaxes et biaxes comme complétement vérifiée par l'expérience.*

M. W. Kohlrausch a pu appliquer les mesures effectuées au calcul des constantes optiques des cristaux étudiés. Les nombres obtenus concordent entre eux, lorsque l'on a pu les déduire de l'étude de deux faces différentes, et avec ceux précédemment obtenus. Il trouve, en particulier, pour l'acide tartrique et pour l'angle des axes optiques, 78°,152 (78°,20 d'après Groth). L'angle de réfraction conique intérieure, calculé, est de 2°,48.

Le Mémoire se termine par la description, trop longue pour prendre place ici, des apparences curieuses obtenues lorsque l'on observe la réflexion totale correspondante aux axes optiques de l'acide tartrique : les deux courbes brillantes limitant la réflexion totale se coupent dans ce cas. Dix figures représentent ce phénomène, variable avec l'orientation de l'analyseur.

J. Macé de Lépinay.

DE QUELQUES PHÉNOMÈNES MÉCANIQUES ET CALORIFIQUES QUI ACCOMPAGNENT L'ÉLECTROLYSE;

PAR M. E. BOUTY.

Première Partie.

PHÉNOMÈNES MÉCANIQUES.

I. — *Pressions exercées par les dépôts galvaniques.*

Prenons un thermomètre à réservoir cylindrique, rendons-le conducteur en y collant une feuille d'or ou mieux en y déposant chimiquement une mince couche d'argent, et employons-le comme électrode négative dans la décomposition d'un sel de cuivre par exemple. Le dépôt métallique exerce sur le réservoir une pression considérable, car le mercure s'élève dans la tige d'autant plus que le dépôt est plus épais; et l'on ne peut invoquer, pour expliquer cette ascension, ni une élévation locale de température, car le thermomètre est, nous le verrons, un peu plus froid que le liquide ambiant, ni une action électrique directe, car l'excès du thermomètre n'a pas de relation avec l'intensité du courant et il persiste après sa suppression. Il est lié à la qualité *métallique* du dépôt, dont il fournit une sorte de mesure indirecte. Les dépôts très-cristallins ou grossièrement grenus exercent une compression insignifiante; les beaux dépôts produisent des pressions énormes.

Aussi longtemps que l'on conserve le thermomètre enveloppé de la couche métallique, il jouit de propriétés invariables. Il n'a rien perdu de sa sensibilité, et l'on peut le soumettre à des variations de température assez étendues sans produire de nouveau déplacement du zéro. Quand on amincit régulièrement la couche par l'action d'un acide, le thermomètre se rapproche de son indication normale; il y revient exactement quand on enlève tout le métal.

M. Mills (¹), qui a découvert avant moi, et sans que j'en eusse connaissance quand j'ai entrepris ce travail, le fait de la contrac-

---

(¹) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XXVI, p. 504.

tion des thermomètres, avait annoncé que le cuivre, le fer, l'argent et le nickel contractent, que le cadmium et le zinc dilatent les réservoirs sur lesquels ils s'appliquent. J'ai trouvé que tous les métaux, y compris le zinc, n'agissent jamais que par compression; mais cette pression, qui n'est pas le fait fondamental, n'est pas nécessairement normale ni la même en tous les points : elle n'est que la conséquence d'une diminution de volume que subit le métal en se déposant. De là des phénomènes assez variés suivant la forme du réservoir du thermomètre, l'état sous lequel le métal se dépose et les actions auxquelles il est soumis ultérieurement.

Je me placerai dans le cas idéal d'un thermomètre à réservoir cylindrique terminé en haut et en bas par des bases planes incompressibles. Soient R son rayon extérieur, R′ le rayon extérieur d'une couche métallique régulière déposée à sa surface. Imaginons que celle-ci éprouve un très-petit retrait qui diminuerait son volume intérieur U d'une quantité aU si le thermomètre ne résistait pas; mais, comme il résiste, une pression normale P se développe en tous les points de la couche de contact, agissant de l'extérieur vers l'intérieur sur le thermomètre, dont elle diminue le volume extérieur d'une quantité mPU, de l'intérieur vers l'extérieur sur le métal, dont la capacité interne, qui aurait diminué de aU par l'effet du retrait, diminuera seulement de $(a - m'P)U$. Les variations du volume extérieur du thermomètre et du volume intérieur du métal sont égales. On a donc pour déterminer P la relation

$$(a - m'P)U = mPU,$$

d'où

$$P = \frac{a}{m + m'}. \tag{1}$$

Reste à expliciter les coefficients m' et m. La variation m' du volume intérieur d'un cylindre soumis extérieurement à la pression zéro, intérieurement à la pression P, serait, d'après Lamé,

$$m' = \frac{1}{3}\left(8\frac{R^2}{R'^2 - R^2} + 5\right)k', \tag{2}$$

k' désignant le coefficient de compressibilité cubique du métal.

C'est de cette formule que Regnault [1] s'est servi dans ses expériences sur la compressibilité des liquides. Elle devrait, d'après Wertheim [2], être remplacée par

$$m' = \frac{1}{4}\left(11\,\frac{R^2}{R'^2 - R^2} + 8\right)k', \tag{2 bis}$$

qui, appliquée aux mêmes expériences, conduit à des valeurs à peu près identiques des coefficients de compressibilité.

Pour m on déduit des formules de Wertheim, en représentant par r le rayon intérieur du thermomètre, par k le coefficient de compressibilité du verre dont il est formé,

$$m = \frac{8r^2 + 3R^2}{4(R^2 - r^2)}\,k. \tag{3}$$

Pour reconnaître si la formule (1) représente bien les phénomènes auxquels j'ai eu affaire, j'ai employé des thermomètres cylindriques à réservoir de $0^m,12$ à $0^m,15$ de longueur, renflés à l'origine de la tige de manière à pouvoir s'adapter, à la place du réservoir à gaz, dans l'appareil construit par M. Ducretet pour les expériences de M. Cailletet. Ces thermomètres m'ont été fournis par M. Alvergniat; ils sont divisés en cinquièmes de degré. Je les argentais par le procédé Martin, puis j'employais chacun d'eux comme électrode positive au centre d'un élément Daniell [3] dont le liquide dépassait le réservoir d'environ $0^m,01$ en dessus et en dessous. Dans ces conditions, la densité du courant était très-sensiblement constante en tous les points de la surface soumise au cuivrage. On observait d'heure en heure et comparativement les indications du thermomètre cuivré et d'un thermomètre type. Au bout d'un certain temps, on déterminait par une pesée la quantité de métal précipitée.

Soient Q le poids de cuivre déposé pendant l'unité de temps sur

---

(1) *Mémoire sur la compressibilité des liquides* (*Relation des expériences sur les lois et les données numériques qui entrent dans le calcul des machines à vapeur*, t. I, p. 440).

(2) *Mémoire sur l'équilibre des corps solides homogènes*, p. 33 (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIII).

(3) Zinc, sulfate de zinc au maximum de concentration, sulfate de cuivre concentré.

l'unité de surface du cylindre, R' la valeur que possède au temps t le rayon extérieur de la couche, D sa densité; on a

$$(4) \qquad 2\varpi RQT = \pi(R'^2 - R^2)D.$$

Mais, si l'on admet la valeur (2 *bis*) de m donnée par Wertheim,

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} P &= \frac{a}{m + \frac{1}{4}\left(11\frac{R^2}{R'^2 - R^2} + 8\right)k'} = \frac{\frac{a}{m + 2k'}(R'^2 - R^2)}{(R'^2 - R^2) + \frac{11}{4}\frac{k'}{m + 2k'}R^2} \\ &= \frac{\frac{a}{m + 2k'}t}{t + \frac{11}{8}\frac{k'}{m + 2k'}\frac{D}{Q}R} = \frac{At}{t + B}, \end{aligned} \right.$$

$$(6) \qquad A = \frac{a}{m + 2k'},$$

$$(7) \qquad B = \frac{11}{8}\frac{k'}{m + 2k'}\frac{D}{Q}R.$$

On sait que la diminution du volume intérieur U' du thermomètre est proportionnelle à la pression exercée à sa surface, soit $m''PU'$; on a, d'après Wertheim,

$$(8) \qquad m'' = \frac{11}{4}\frac{R^2}{R^2 - r^2}k.$$

Mais, quand le réservoir diminue de $m''PU'$, le liquide s'élève dans la tige de $6480m''P$ degrés environ. L'excès E du thermomètre, évalué en degrés, sera donc

$$(9) \qquad E = 6480m''P = 6480m''\frac{At}{t + B} = \frac{A't}{t + B},$$

$$(10) \qquad A' = 6480m''A.$$

1° On vérifie que les observations sont exactement représentées par la forme de fonction que nous venons de trouver. Je citerai à titre d'exemples quelques-uns des résultats que j'ai obtenus, ainsi qu'une expérience de M. Mills.

Thermomètre n° 1.

$R = 2^{mm},941$, $r = 2^{mm},08$, $Q = 19^{mgr},3$,
$A' = 5,5$, $B = 25$.

Temps en heures.	E observé.	E calculé.
0,75	0°,19	0°,16
2,75	0,54	0,54
5,33	0,925	0,95
6,83	1,17	1,20
8,50	1,35	1,46
9,83	1,57	1,54
12,91	1,98	1,86
23,50	2,66	2,66

Thermomètre n° 2.

$R = 2^{mm},626$, $r = 2^{mm},074$, $Q = 16^{mgr},66$,
$A' = 7$, $B = 18$.

Temps en heures.	E observé.	E calculé.
0,83	0°,30	0°,30
1,8	0,62	0,63
2,8	0,82	0,94
3,8	1,12	1,22
5,8	1,61	1,71
6,8	1,60	1,92
7,8	1,89	2,11
8,8	2,07	2,30
9,8	2,33	2,41
13,0	2,88	2,93
24,0	4,50	4,00

Thermomètre n° 3.

$R = 1^{mm},950$, $r = 1^{mm},398$, $Q = 20^{mgr},8$, $A' = 4,7$, $B = 14$.

Temps en heures.	E observé.	E calculé.
	°	°
0,75	0,42	0,24
2,75	1,01	0,77
5,33	1,29	1,30
6,83	1,47	1,54
8,50	1,54	1,77
9,83	1,76	1,95
12,91	1,83	2,25
23,5	2,99	2,99

Observation de M. Mills.

$A' = 11,217$, $B = 15$.

Temps en heures.	E observé.	E calculé.	E D'après M. Mills.
	°	°	°
1	0,697	0,701	0,741
2	1,300	1,322	1,361
3	1,901	1,869	1,892
4	2,495	2,361	2,354
5	2,750	2,804	2,765
6,5	3,392	3,405	3,310
8	3,858	3,823	3,790
9	3,941	4,206	4,084
10	4,238	4,483	4,361
48	8,915	8,546	10,052

Les nombres de la quatrième colonne de ce dernier Tableau sont calculés au moyen d'une formule exponentielle très-compliquée, donnée par M. Mills (1).

(1) $$E = 11,217 - 9,859.0,96363^t - 1,358.0,71841^t;$$

les divers coefficients n'ont aucune relation indiquée avec les dimensions du réservoir du thermomètre.

2° La limite A vers laquelle tend la pression pour un dépôt d'épaisseur indéfinie ne dépend que de la qualité du métal et de la compressibilité extérieure *m* du thermomètre ; elle ne dépend pas directement de R. Il n'en est pas de même de B : la pression s'approche d'autant plus vite de sa limite que le rayon R est plus petit. L'expérience montre en effet que la contraction d'un thermomètre presque linéaire est très-rapide, tandis que je n'ai pu observer qu'une contraction insignifiante sur un gros thermomètre à alcool de $0^m,03$ de diamètre, bien qu'il fût muni d'une tige extrêmement capillaire.

3° Pour un même thermomètre, recouvert de métal par des courants d'intensités différentes, le produit du coefficient B par le poids Q, qui mesure la *densité* du courant, est un nombre constant :

$$QB = \frac{11}{8} \frac{k'}{m + 2k'} DR. \quad (11)$$

Voici les valeurs trouvées pour ce produit, d'après les meilleures expériences :

Thermomètre n° 1.

Q.	B.	QB.
$0^{gr},0193$	25	0,4825
0,0225	21	0,4725
	Moyenne....	0,4775

Thermomètre n° 2.

Q.	B.	QB.
$0^{gr},01666$	18	0,300
0,0208	15	0,312
	Moyenne....	0,306

Thermomètre n° 3.

Q.	B.	QB.
$0^{gr},0149$	20	0,298
0,0208	15	0,312
	Moyenne....	0,305

4° De la formule (10) on tire

$$(12) \qquad k' = \frac{8QBm}{11DR - 16QB}.$$

On peut se proposer de calculer k' d'après les valeurs de QB et de m trouvées pour les divers thermomètres. On déduit m de l'observation de la compressibilité intérieure m'' au moyen de la formule

$$(13) \qquad m = \frac{8r^2 + 3R^2}{11R^2} m'',$$

obtenue en éliminant k entre les formules (3) et (8).

Pour élever le mercure dans la tige du thermomètre n° 1 d'une quantité égale à 1°, c'est-à-dire pour diminuer le volume du réservoir de $\frac{1}{6480}$ de sa valeur, il fallait une pression extérieure de $11^{atm},427$ (¹), soit de $11^{kg},807$ par centimètre carré. Par une pression de 1^{kg}, le réservoir diminuera d'une fraction

$$m'' = \frac{1}{11,807}\,\frac{1}{6480}.$$

On a, pour ce thermomètre, $R = 2^{mm},941$, $r = 2^{mm},08$; on en déduit, d'après la formule (12),

$$m = 0,63636m'' = \frac{0,63636}{11,807.6480}.$$

Prenons la densité D du cuivre déposé égale à 8,93; la formule (12) nous donne

$$k' = \frac{8.0,4775.0,63636}{6480.11,807(11.8,93.0,2941 - 16.0,4775)} = 0,0000014989.$$

Le même calcul a été fait pour les thermomètres nos 2 et 3; on a trouvé :

Thermomètre	n° 1.....	$k' = 0,0000014989$
»	n° 2.....	0,0000014823
»	n° 3.....	0,0000014806
	Moyenne.....	0,0000014873 (²).

(¹) Pour le thermomètre n° 2 cette pression est seulement de $8^{atm},608$, et de $11^{atm},150$ pour le thermomètre n° 3.

(²) Dans une Note insérée aux *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*,

Regnault obtint directement, pour le cuivre écroui,

$$k' = 0,000001317.$$

La coïncidence des nombres précédents avec celui-là paraîtra très-suffisante, eu égard à la multiplicité des éléments qui interviennent dans le calcul, et surtout à l'incertitude de la valeur des produits constants QB, qui ne peut être connue avec quelque précision qu'en multipliant beaucoup les séries d'expériences faites avec chaque thermomètre.

Reste à savoir quelle est la diminution de volume a qu'il faut invoquer pour expliquer la contraction des thermomètres. Des formules (6) et (10) on tire

$$(14) \qquad a = \frac{(m + 2k')A'}{6480\,m''};$$

les expériences consignées dans les Tableaux ci-dessus donnent :

Thermomètre n° 1...	$Q = 19^{mgr},3$	$a = 0,0007348$
	$Q = 22,5$	$a = 0,0009218$
Thermomètre n° 2...	$Q = 16,66$	$a = 0,0009702$
	$Q = 20,8$	$a = 0,0006652$
Thermomètre n° 3...	$Q = 14,9$	$a = 0,0004725$
	$Q = 20,8$	$a = 0,0006345$

Ces valeurs de a sont toutes inférieures à $\frac{1}{1000}$; mais on trouverait des nombres extrêmement faibles pour les dépôts effectués d'une manière trop lente ou trop rapide ($Q < 10^{mgr}, Q > 30^{mgr}$).

En admettant 0,001 comme limite supérieure de a, on trouvera la valeur maximum des pressions qui peuvent être produites sur les divers thermomètres en posant $P = A = \frac{0,001}{m + 2k'}$, ce qui donne :

Pour le thermomètre n° 1....		$P = 88^{kg},193 = 85^{atm},365$
»	n° 2....	$P = 64,159 = 62,109$
»	n° 3....	$P = 88,102 = 85,288$

---

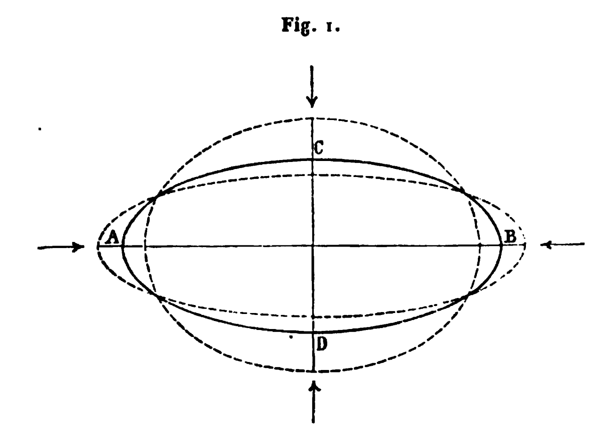
t. LXXXVIII, p. 714, j'ai indiqué des valeurs de k plus faibles, par suite d'une évaluation inexacte du rapport $\frac{m''}{n}$.

Dans l'hypothèse d'un thermomètre absolument incompressible ($m = 0$), on aurait

$$P = \frac{0,001}{2.0,0000014873} = 336^{\text{kg}},18 = 325^{\text{atm}},44.$$

L'étude de thermomètres de forme quelconque n'offre plus maintenant grand intérêt ([1]). Le cas le plus curieux est celui de thermomètres dont le réservoir est un cylindre elliptique très-aplati, de section telle que ABCD (*fig.* 1). Si l'on exerce mécaniquement une pression normale dans le sens du petit axe CD, l'ellipse

Fig. 1.



s'aplatit, diminue de section, et l'on vérifie que le mercure monte dans la tige du thermomètre; une pression dans le sens de AB rapproche l'ellipse de la forme circulaire, et le mercure baisse. L'effet résultant d'une pression uniforme appliquée normalement en tous les points est une diminution de volume et une ascension du mercure : on le vérifie en comprimant le thermomètre à l'intérieur d'un piézomètre.

Quel effet produira la pression d'un dépôt galvanique d'épaisseur uniforme? Cette pression croissant beaucoup plus vite aux

---

([1]) Le cas des thermomètres à réservoir sphérique dépend de formules très-simples; malheureusement, il est difficile d'obtenir sur une sphère un dépôt galvanique d'épaisseur bien uniforme. Si, comme l'a fait M. Mills, on emploie un anode plan ou cylindrique, les régions équatoriales se couvrent d'un dépôt plus épais que les régions polaires, et l'on se trouve en présence d'un cas très-compliqué.

points où le rayon de courbure est le plus faible, c'est-à-dire aux extrémités du grand axe, l'effet correspondant pourra dominer et alors le mercure baissera dans la tige du thermomètre. C'est ce que j'ai toujours observé sur un thermomètre elliptique de 8^{mm} environ de largeur et de $2^{mm},5$ d'épaisseur. Tous les effets secondaires dépendant de la constriction produisent sur cet appareil des mouvements de la colonne mercurielle inverses de ceux que l'on observe ordinairement.

II. — *Action de la chaleur sur les thermomètres métallisés.*

Il n'est pas difficile de prévoir ce qui arrive quand on élève la température d'un thermomètre métallisé. Soient c et c' les coefficients de dilatation du verre et du métal, a la valeur de la contraction galvanique à zéro, température où nous supposons que le dépôt s'est produit. A t degrés le volume extérieur U du thermomètre nu serait $U(1+ct)$; le volume intérieur du dépôt métallique supposé libre, $U(1-a)(1+c't)$ ou, aux quantités près du second ordre de grandeur, $U(1-a+c't)$. La pression P_t qui doit se produire est déterminée par l'équation

$$(15)\qquad P_t = \frac{a-(c'-c)t}{m+m'}.$$

1° En général, les métaux se dilatant plus que le verre, $c'-c$ est positif et la pression diminue à mesure que la température s'élève. Le thermomètre deviendra exact à la température pour laquelle P_t est égal à zéro, c'est-à-dire pour

$$(16)\qquad t = \frac{a}{c'-c}.$$

Cette température dépend de la grandeur de la contraction, c'est-à-dire de la qualité du métal; elle ne dépend pas de l'épaisseur du dépôt. Ce résultat a été vérifié par l'expérience.

Admettons que les coefficients de dilatation cubique c du verre, c' du cuivre, c'_1 du fer soient

$$c = 0,000025839,$$
$$c' = 0,0000051546,$$
$$c'_1 = 0,0000035463,$$

et supposons une contraction a égale à $\frac{1}{1000}$; on trouve, pour le cuivre et pour le fer :

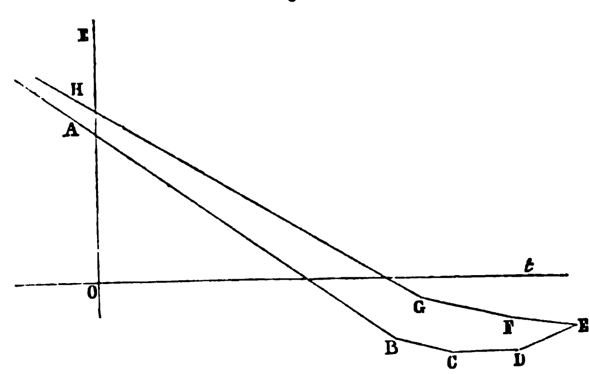
$$\text{Cuivre....}\quad t = \frac{0,001}{0,000025707} = 38^\circ,90$$

$$\text{Fer......}\quad t_1 = \frac{0.001}{0,000009624} = 103^\circ,90$$

Ces nombres sont bien du même ordre de grandeur que ceux que l'on a effectivement observés.

2° Si dans la formule (15) on suppose $m + m'$ invariable, la pression est une fonction linéaire de la température ; il en est de même de l'excès thermométrique. Or, si l'on construit (*fig.* 2) une

Fig. 2.



courbe en prenant pour abscisses les températures, pour ordonnées les excès, les points correspondant aux diverses observations se placent rigoureusement sur une ligne droite AB. On doit en conclure que, dans les limites de température et de pression employées [1], les qualités physiques et mécaniques du verre et du métal n'éprouvent pas de variations altérant le chiffre des centièmes dans la valeur numérique des coefficients de dilatation et de compressibilité.

3° Toutefois, on ne peut obtenir de résultats bien concordants qu'en écartant toute variation brusque de température, surtout au delà du point où le thermomètre est exact. La pression exercée

---

(1) La température a varié dans les limites d'une quarantaine de degrés pour le cuivre, de plus de 70° pour le fer ou le nickel; la pression a varié de -10^{atm} à 50^{atm} et au delà.

par le métal se changeant alors en traction, des déchirures peuvent se produire au contact de l'argent et du verre, et c'est ce qui arrive en effet quand la traction dépasse notablement 10^{atm} à 12^{atm}. Alors les points de la ligne des excès se placent d'une manière tout à fait irrégulière, comme on le voit en BCDEFG, et les déformations produites ne disparaissent pas par le refroidissement. Les points correspondants fournissent la ligne FGHI, dont la portion HI est d'ailleurs parfaitement rectiligne. Si l'on échauffait le thermomètre sans précaution, par exemple par addition progressive d'eau bouillante dans un vase muni d'un agitateur, les déchirures commenceraient à se produire à des températures peu élevées, et le thermomètre présenterait, en se refroidissant, des excès différents de ceux de la période d'échauffement. C'est ce que l'on n'observe jamais quand on ne dépasse pas accidentellement le point B.

III. — *Particularités du nickel.*

M. Raoult [1] a découvert que le nickel poreux, employé comme électrode négative dans un voltamètre, absorbe de l'hydrogène en quantité très-considérable. Quand on l'abandonne ensuite à lui-même, l'hydrogène se dégage complétement en deux ou trois jours.

J'ai déposé du nickel poreux sur des thermomètres, en prenant pour électrode soluble des cubes de nickel poreux du commerce : la contraction est au moins aussi grande qu'avec le cuivre. Quand on fait absorber de l'hydrogène par un de ces thermomètres nickelés, il se rapproche de son indication normale ; mais, quand l'hydrogène se dégage, le nickel se contracte de nouveau et l'excès reparaît en totalité ou en partie, suivant l'état antérieur du nickel. On sait en effet que, quand on a répété plusieurs fois l'expérience de l'absorption de l'hydrogène, le métal finit par tomber en poussière.

Le nickel n'absorbe pas l'hydrogène libre en quantité appréciable, et, quand on lui fait absorber de l'hydrogène électrolytique, il semble qu'il s'établit un véritable équilibre mobile entre les quantités d'hydrogène absorbées et dégagées, car un courant de faible intensité ne suffit pas à saturer le métal.

Il est probable que le palladium présente des phénomènes ana-

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LIX, p. 826 ; 1869.

logues, au point de vue de l'effet produit sur les thermomètres. Le platine ne donne rien de semblable.

On observe que les dépôts galvaniques ont toujours une certaine tendance à se déchirer. Quand on recouvre un thermomètre de nickel, de fer, de cobalt, il arrive souvent que le dépôt s'ouvre, comme une écorce qui se détache, et même se replie en dehors. C'est une conséquence de la grandeur des pressions auxquelles la couche métallique intérieure se trouve soumise; mais, dans le cas du nickel, il est impossible de ne pas attribuer à l'hydrogène un rôle spécial. J'ai observé que les déchirures ne se produisent qu'aux points où l'on voit apparaître quelques petites bulles de gaz : l'hydrogène provenant de la décomposition de l'eau est absorbé par le nickel, diminue par places sa résistance et favorise sa rupture. De là la nécessité de n'employer que des courants faibles et des dissolutions que l'on maintient concentrées à l'aide d'une électrode positive soluble. L'hydrogène paraît d'ailleurs tout aussi nuisible à la qualité des dépôts galvaniques même avec les métaux qui ne l'absorbent pas en quantité appréciable.

ACCÉLÉROGRAPHE, APPAREIL DESTINÉ A LA MESURE DES PRESSIONS DÉVELOPPÉES PAR LES GAZ DE LA POUDRE;

PAR M. SEBERT.

Lorsqu'un projectile, placé dans une bouche à feu, est lancé par l'explosion d'une charge de poudre, il se trouve soumis à une pression brusquement développée dont les effets peuvent être rendus très-variables pour une même bouche à feu et une même charge de poudre, lorsqu'on modifie les caractères physiques de cette poudre, densité, forme et dimensions des grains, ou lorsqu'on fait varier les conditions du chargement, et en particulier l'espace initial qui est attribué à la charge.

C'est par l'observation des effets extérieurs du tir, mesure de la vitesse initiale du projectile, dégradation plus ou moins rapide de la bouche à feu, facilité plus ou moins grande de la manœuvre de la fermeture de culasse, que l'on a été prévenu tout d'abord de ces variations dans le mode d'action de la poudre.

On a dès lors songé à les étudier de plus près, en cherchant à évaluer la pression exercée sur le projectile par les gaz de la poudre et à observer la rapidité de son développement.

On donnera une idée de la difficulté du problème en disant que, d'après les indications que l'on possède, lorsqu'il s'agit du tir d'une bouche à feu établie dans les conditions habituelles du service, la durée du parcours du projectile dans l'âme est comprise entre $\frac{1}{100}$ et $\frac{2}{100}$ de seconde, et que la pression, en kilogrammes par centimètre carré de surface, exercée sur les parois de l'âme, dépasse 2000^{kg} dans les bouches à feu de gros calibre, d'après les évaluations les plus modérées.

Si l'on fait abstraction des ondulations ou oscillations de pression qui doivent exister dans une masse gazeuse animée de mouvements aussi tumultueux que ceux qui se produisent dans l'intérieur d'un canon, on doit concevoir que la pression développée sur le culot du projectile, partant d'abord de zéro, s'accroît avec une très-grande rapidité jusqu'à ce qu'elle ait atteint un maximum, puis décroît plus lentement, par suite principalement de la détente qui résulte du déplacement du projectile, et enfin conserve encore une valeur assez grande au moment où ce dernier sort de l'âme.

Les faits déjà connus conduisent à admettre que le maximum de pression se produit souvent au bout de $\frac{1}{1000}$ ou même seulement $\frac{1}{2000}$ de seconde après l'instant de l'inflammation de la charge et quand le projectile ne s'est encore déplacé que d'une très-faible quantité ; mais on sait aussi que cette durée peut être doublée ou quadruplée pour un même canon par des modifications convenables dans les conditions du chargement, et que l'on peut obtenir ainsi un fonctionnement bien plus avantageux de l'arme, c'est-à-dire une vitesse initiale souvent plus forte avec des pressions intérieures beaucoup moindres.

Bien qu'il ait été fait, tant en France qu'à l'étranger, différents essais pour obtenir la loi du développement des pressions dans l'âme des bouches à feu en fonction du temps, les seuls appareils qui, jusqu'à ce jour, soient entrés, d'une façon effective, dans la pratique sont des instruments qui ne sont destinés qu'à donner la valeur du maximum de la pression développée en certains points de l'âme, abstraction faite de toute indication relative au moment où ce maximum est obtenu.

En perçant, en des points déterminés de l'âme, des canaux perpendiculaires à la paroi et dans lesquels on loge des pistons parfaitement alésés et de section connue, le problème se trouve ramené à l'évaluation du maximum de l'effort exercé sur ces pistons pendant le tir.

Le poinçon Rodman, en usage en Amérique et en Russie, évalue cet effort par la grandeur de l'empreinte faite, dans une plaque fixe de cuivre, par le tranchant d'un poinçon en acier, de forme pyramidale, poussé directement par le piston.

L'appareil d'écrasement, dit *crusher*, qui a remplacé, en Angleterre, le poinçon Rodman et qui a été rendu réglementaire, en France, dans le service de l'artillerie de la marine, mesure ce même effort par la diminution de hauteur d'un petit cylindre de cuivre comprimé entre la tête du piston et un plan fixe.

Ces deux appareils se graduent au moyen d'opérations de tarage préalables, dans lesquelles on les soumet à des efforts gradués s'exerçant dans des conditions aussi analogues que possible à celles qui se présentent dans le tir, et l'on admet qu'à des déformations identiques, obtenues dans le tarage ou dans le tir, correspondent des pressions exercées égales.

Cette hypothèse ne serait justifiée que si l'on modifiait le mode de tarage suivant la nature des poudres employées, de façon que la loi du développement des pressions qui sont exercées sur la tête du piston par l'effort brusque que l'on doit produire dans l'opération du tarage fût toujours identique à celle du développement des pressions exercées par la poudre. Cette condition est évidemment irréalisable dans la pratique ; on n'a aucun moyen de s'assurer si elle est remplie, et, par suite, les appareils dont il s'agit ne peuvent donner que des indications sans signification précise.

L'appareil dit *accélérographe* qui a été proposé, en 1872, par M. Marcel Deprez, est au contraire destiné à faire connaître la loi du développement, en fonction du temps, des pressions exercées en un point donné de l'âme ; il permet, à cet effet, d'enregistrer la loi du mouvement imprimé par l'action des gaz de la poudre à un piston logé dans un canal normal à la paroi de l'âme, et qui forme un mobile soumis librement à l'action des gaz et dont on connaît le poids.

On conçoit aisément comment on peut déduire des espaces par-

courus par ce piston en fonction du temps les variations de l'accélération du mouvement, et par suite celles de l'effort exercé sur lui.

Les figures ci-jointes représentent cet appareil sous la forme qu'il a reçue en dernier lieu, forme qui ne diffère que par des dispositions de détail de celle qu'avait imaginée M. Marcel Deprez.

L'appareil est figuré avec la disposition qu'il peut recevoir dans un laboratoire pour étudier la loi du développement de la pression produite par la combustion de la poudre en vase clos ; mais il peut être également placé sur une bouche à feu, comme on l'a supposé dans tout ce qui précède.

L'*éprouvette de poudrerie* que représente le dessin se compose d'une chambre mobile en acier, à parois très-épaisses, dans laquelle on fait détoner la poudre soumise aux essais. Cette chambre est introduite, par mesure de précaution, dans une enveloppe en bronze munie d'un couvercle, sur laquelle se monte la cage de l'accélérographe proprement dit.

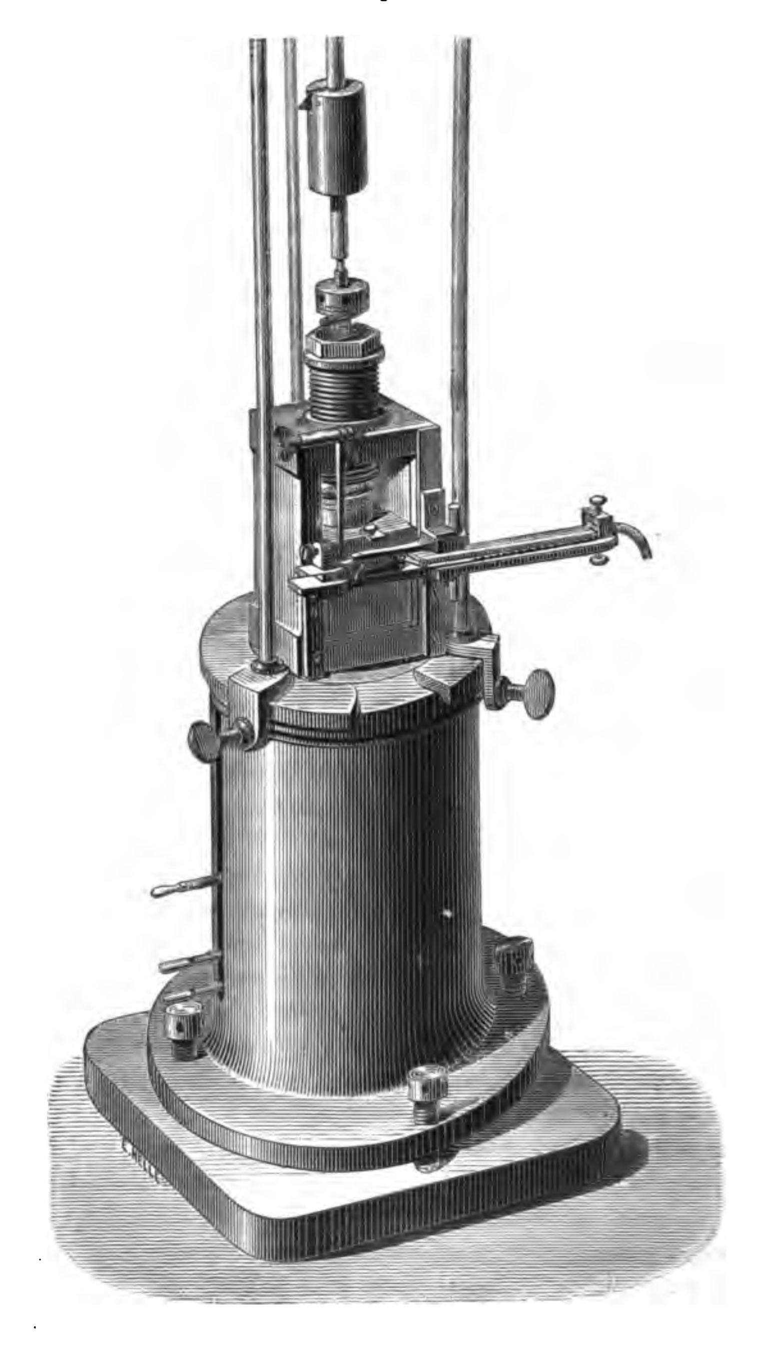
La chambre en acier est fermée par deux bouchons à vis, disposés de façon à former obturateurs pour éviter les fuites de gaz. On obtient cette obturation en terminant ces bouchons par des parties parfaitement ajustées, creusées en forme de cuvettes, dont les bords, taillés en biseau, peuvent subir, par l'effet de la pression des gaz, une certaine expansion, et s'appliquent d'autant plus exactement que la pression est plus élevée, sur les parois du canal cylindrique qu'ils doivent boucher.

Le bouchon inférieur est traversé par un tampon tronconique en acier, parfaitement ajusté, qui est isolé électriquement du corps du bouchon par l'interposition d'une feuille de baudruche collée à la gomme laque. Ce tampon sert à fixer à l'intérieur de la chambre l'extrémité d'un fil de platine très-fin, dont l'autre bout communique avec le corps de l'appareil, et qui, porté au rouge sous l'action d'un courant électrique, met le feu à la charge de poudre au contact de laquelle il se trouve placé.

Le bouchon supérieur est traversé par un canal dans lequel est ajusté avec soin le piston dont on doit enregistrer le mouvement.

Ce piston se prolonge à travers le couvercle de l'enveloppe en bronze et se visse à son extrémité supérieure dans une pièce cu-

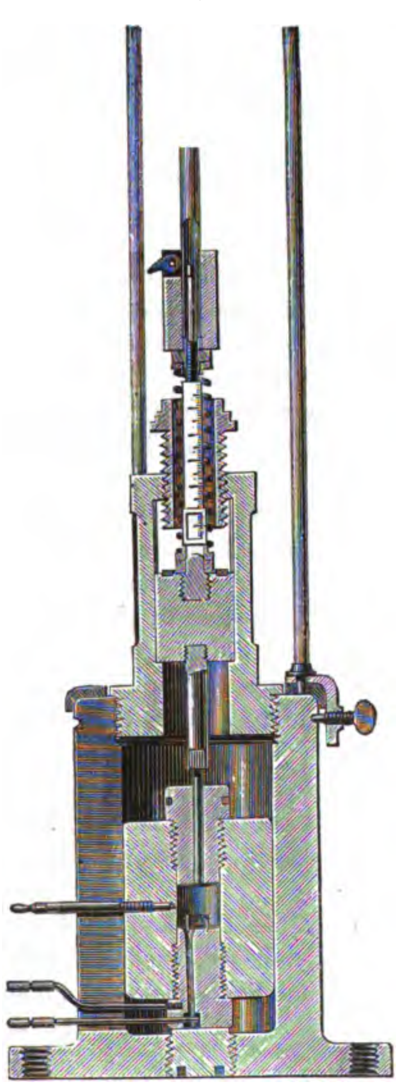
Fig. 1.



bique qui coulisse dans la cage rectangulaire que porte le couvercle.

Le piston et le cube qui le surmonte forment ainsi un mobile


Fig. 2.



de poids connu susceptible de se déplacer librement sous l'action de la force développée par les gaz de la poudre, mais seulement,

toutefois, dans la limite de la course que permet la hauteur de la cage qui sert de guide. Dans la face supérieure du cube est encastré un tampon en caoutchouc qui vient buter contre une vis de grand diamètre que porte la cage à sa partie supérieure, et amortit ainsi le choc qui résulte de l'arrêt du mouvement.

La vis, pouvant descendre plus ou moins, permet de diminuer à volonté la course laissée libre à partir de sa valeur extrême, qui est d'environ $0^m,05$.

C'est la loi du mouvement du piston, ou plutôt du cube qui le surmonte, qu'il s'agit d'enregistrer.

A cet effet, on fixe sur l'une des faces de ce cube un petit tableau carré, en acier, recouvert de noir de fumée.

Devant ce tableau est disposé un petit chariot portant un style formé d'une petite plume d'acier flexible et finement taillée. Le chariot coulisse entre deux rails parallèles disposés horizontalement, et dans ce mouvement son style trace un trait horizontal sur le tableau, à sa partie supérieure, lorsque celui-ci est immobile à sa position initiale.

Le chariot est sollicité à se mouvoir par l'action d'un ressort à détente très-rapide, qui, dans l'appareil représenté par la figure, n'est autre qu'une lanière de caoutchouc fortement tendue. On connaît d'ailleurs, ainsi qu'il sera dit plus loin, la loi exacte du mouvement qu'il prend sous l'influence de ce ressort.

Il est maintenu, au début de chaque expérience, à l'extrémité de sa course, par un organe disposé de façon à le rendre libre au moment précis où le piston se met lui-même en mouvement sous l'action des gaz de la poudre, de telle sorte que les deux mouvements, celui du piston et celui du chariot, qui s'effectuent dans des directions rectangulaires, aient une origine rigoureusement commune.

D'après la disposition de l'appareil, si l'on suppose que, le chariot restant fixe, le piston se déplace seul, le style tracera sur le côté gauche du tableau une ligne verticale qu'il aura parcourue en suivant la loi même du mouvement qu'il s'agit de déterminer. Si l'on suppose, au contraire, que le piston soit immobile et que le chariot soit rendu libre, le style tracera sur le tableau, à sa partie supérieure, une ligne horizontale qu'il parcourra suivant une loi de mouvement connue.

Si les deux mouvements se produisent simultanément, leur composition engendrera une trace en forme de courbe régulière, dirigée dans l'angle formé par les deux droites précédentes, qui serviront d'axes de coordonnées, et, si l'on mesure avec précision les abscisses et les ordonnées des différents points de cette courbe, les abscisses horizontales pouvant donner les durées du trajet du style, puisque l'on connaît la loi de son mouvement, on aura les parcours verticaux du piston qui correspondent à ces durées connues, et, par conséquent, on pourra relever, par points, la courbe des espaces parcourus par le piston en fonction du temps.

Les lectures suivant les deux axes rectangulaires de coordonnées se font au moyen d'un microscope avec croisée de fils, porté par un chariot qui peut se déplacer suivant deux axes rectangulaires et qui est mis en mouvement dans chacune de ces directions au moyen d'une vis micrométrique. On peut ainsi faire aisément les lectures au centième de millimètre.

Il reste à indiquer comment on obtient la mise en marche simultanée du chariot et du piston et comment on détermine la loi du mouvement du chariot.

Pour assurer la coïncidence du départ du chariot avec le premier déplacement du piston, on maintient ce chariot à l'origine de sa course, malgré la tension exercée par le ressort, au moyen d'un appendice en forme de lame mince horizontale qui le prolonge du côté opposé au ressort et qui s'engage entre deux faces planes appartenant à deux petites pièces métalliques saillantes portées, l'une par la cage fixe de l'appareil, l'autre par le cube qui surmonte le piston et fait corps avec lui. Cette lame se trouve pincée entre ces deux pièces et maintenue par le poids du piston, sur lequel il suffit d'exercer une pression pour provoquer l'adhérence, qui se maintient ensuite jusqu'à ce que le piston soit soulevé.

Pour connaître la loi du mouvement du style, on pourrait, avec l'appareil formé d'un simple chariot sollicité à se mouvoir par la traction directe d'une lanière de caoutchouc, avoir recours au calcul, et l'on s'est servi d'abord de ce procédé.

Mais, pour obtenir plus de précision, on fait usage actuellement d'une méthode dont l'idée a été donnée par M. Le Roux et qui exige l'emploi d'un chronographe de chute spécial.

Ce chronographe se compose simplement de deux montants ver-

ticaux entre lesquels tombe, le plus librement possible, une masse pesante sur laquelle on peut fixer le tableau même, qui doit être placé sur l'accélérographe.

On fixe à la partie inférieure des montants les glissières qui supportent le chariot de cet appareil, en les disposant de telle sorte que le tableau, dans sa chute, passe à fleur de ces glissières et rencontre le style du chariot.

Enfin, on établit sur l'un des montants un petit encliquetage qui maintient le chariot à l'origine de sa course, malgré la tension de la lanière en caoutchouc, et qui est dégagé au moment même du passage du tableau et laisse alors le style se mouvoir.

On obtient ainsi sur ce tableau, recouvert de noir de fumée, une courbe partant de l'un des angles inférieurs et affectant à peu près la forme d'une branche de parabole.

Comme on connaît, d'après la loi de la chute des corps, la vitesse acquise par le tableau au moment du passage de chacun de ses points devant le style, on peut évidemment, en relevant, avec le microscope à double vis micrométrique dont il a été question plus haut, les abscisses et les ordonnées de points régulièrement espacés sur cette courbe, déterminer par points la loi du mouvement horizontal du style que l'on voulait connaître.

Grâce à cette disposition, on enregistre donc, pour chaque expérience, sur la même plaque et au moment même du tir, la courbe qui fait connaître la loi du mouvement du style et celle qui fait connaître la loi du mouvement du piston; on élimine donc ainsi les erreurs qui pourraient provenir de changements dans les conditions physiques de l'appareil, et c'est ce qui permet de faire usage de lanières de caoutchouc, malgré la sensibilité de ce corps aux influences atmosphériques.

On pourrait d'ailleurs remplacer ce dispositif par l'emploi de ressorts métalliques; mais la simplicité des appareils à lanière et la commodité de leur réglage a conduit à les conserver, après avoir essayé d'y substituer différents autres systèmes.

On règle à volonté la tension donnée au caoutchouc, pour obtenir des mouvements plus ou moins rapides du style; on peut aussi faire varier, au moyen de masses additionnelles, le poids du chariot mobile, et l'on parvient ainsi, après quelques tâtonnements, à obtenir que la courbe tracée par la poudre, pour une expérience

déterminée, s'inscrive à très-peu près dans la direction de la diagonale du tableau, de façon à utiliser aussi bien que possible la place qu'offre ce dernier.

En faisant varier la hauteur de chute de l'appareil de tarage, on obtient de même que, pour la tension adoptée pour la lanière de caoutchouc, la courbe de tarage s'inscrive aussi à peu près dans la direction de la diagonale et permette, par conséquent, de relever la loi du mouvement du style dans toute l'étendue de sa course utile.

Enfin, pour obtenir l'enregistrement des effets de la poudre pendant des durées plus ou moins longues, malgré la course restreinte du piston, on peut ralentir le mouvement de ce dernier, soit en faisant varier sa section soumise aux gaz, soit en le chargeant de poids additionnels qui s'appliquent sur la face supérieure du cube par l'intermédiaire d'une tige métallique pénétrant dans le canal ménagé dans l'axe de la vis qui sert à régler la course du piston.

Quand l'appareil est monté sur une bouche à feu, ces poids sont laissés libres; ils sont alors projetés en l'air, à une hauteur de 2^m ou 3^m, lorsque le piston, arrivant à la fin de sa course, se trouve brusquement arrêté.

Quand l'appareil est monté sur une éprouvette de poudrerie, ces poids peuvent, comme l'indiquent les *fig.* 1 et 2, être guidés par une tige verticale qui les traverse. On peut alors leur faire déplacer, le long de cette tige, un petit curseur, sans masse sensible et monté à frottement doux, qui conserve la trace de la hauteur à laquelle ils parviennent et peut permettre de calculer quelle était la vitesse du piston à la fin de sa course libre. On obtient ainsi un contrôle de la marche de l'appareil.

Il est bon, dans ce cas, de munir le poids inférieur, comme l'indique la *fig.* 1, d'un encliquetage Dobo, qui empêche les masses additionnelles de retomber violemment sur l'appareil.

Un autre contrôle de la marche de l'appareil est donné encore par une lame vibrante placée sur le côté de la cage fixe, et portant une plume qui trace sur le tableau des oscillations destinées à faire connaître les déplacements du piston qui correspondent à des durées égales à la période des vibrations de cette lame.

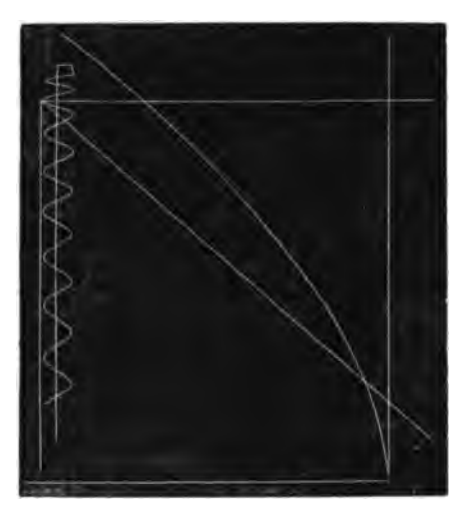
Les tracés que l'on obtient avec l'accélérographe sont très-nets

et très-réguliers, et permettent d'effectuer avec précision les lectures au microscope.

La *fig.* 3 reproduit les tracés obtenus dans une expérience prise au hasard; la courbe qui part de l'angle inférieur de droite de la figure, tangentiellement à l'axe ouvert des coordonnées, est la courbe de tarage donnée par l'appareil de chute; la courbe tracée



Fig. 3.



3 août 1876 (n° 2).

lors de l'explosion de la poudre est celle qui part de l'angle supérieur de gauche, et la trace sinusoïdale située près du bord gauche du tableau est la trace du contrôle donnée par la lame vibrante.

Lorsqu'on opère sur une bouche à feu, il faut seulement avoir soin d'orienter l'appareil de façon que le plan du tableau soit normal au plan de tir, pour que le mouvement du chariot ne puisse être modifié par l'accélération due au recul de la bouche à feu.

En construisant les courbes des pressions développées en fonction du temps, déduites de tracés obtenus sur des bouches à feu de divers calibres, on a obtenu des courbes qui présentent des ondulations nombreuses; ces ondulations sont d'autant plus prononcées, comme on devait s'y attendre, que les charges employées sont plus élevées et plus près des limites admissibles pour chaque bouche à feu. En les faisant disparaître par le tracé d'une courbe

moyenne, on obtient une représentation simplifiée du mode d'action de la poudre dans chaque cas considéré.

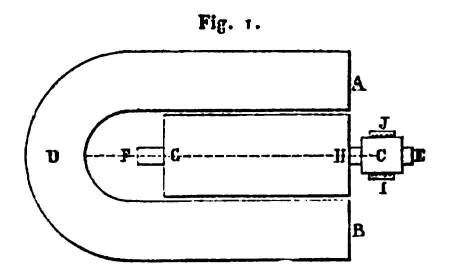
L'accélérographe peut être employé à l'observation de phénomènes autres que ceux de la combustion de la poudre ; il a servi déjà, par exemple, à mesurer les variations de pression produites, lors du tir, dans les cylindres, remplis tantôt d'eau et d'air, tantôt d'eau seulement, mais munis alors d'orifices d'écoulement, qui servent de freins dans les nouveaux affûts hydrauliques des bouches à feu de gros calibres. On peut en imaginer aisément d'autres applications.

MACHINE MAGNÉTO-ÉLECTRIQUE;

PAR M. MARCEL DEPREZ.

Lorsqu'on examine la disposition adoptée dans toutes les machines magnéto-électriques dans lesquelles on emploie des aimants permanents, on est frappé de ce fait que la puissance inductrice des extrémités polaires est seule utilisée, probablement parce que l'on a pensé que la présence des masses magnétiques ou des circuits mobiles placés devant les pôles diminue considérablement l'effet inducteur disponible des autres portions de l'aimant. Des

Fig. 1.



expériences fort simples m'ayant montré l'inexactitude de cette manière de voir, j'ai construit une machine magnéto-électrique dont les organes sont disposés de la manière suivante : ADB est un aimant permanent en fer à cheval, entre les branches duquel se trouve une bobine Siemens FGHE, mobile autour de l'axe FE et munie d'un simple commutateur à renversement de pôles C, contre lequel frottent deux balais I et J qui servent à recueillir et re-

dresser le courant. La longueur de la bobine Siemens est presque égale à celle des parties rectilignes des branches de l'aimant, de façon à utiliser toute la puissance inductrice de ces branches. La bobine reçoit autour de son axe FE un mouvement de rotation rapide transmis par un pignon ou une poulie de petit diamètre.

Il est facile de voir que cette disposition remplit toutes les conditions exigées pour obtenir le maximum de rendement. On en jugera d'ailleurs par les résultats obtenus. Le premier modèle réalisé avait les dimensions suivantes :

Longueur de l'aimant en fer à cheval, mesurée depuis les faces polaires jusqu'au sommet de la partie courbe	145mm
Écart intérieur des branches	33
Épaisseur du faisceau	25
Poids de l'aimant	1kg,70
Diamètre de la bobine Siemens	32mm
Longueur de l'âme en fer	60
Poids total de l'appareil	2kg,85

La force électromotrice, variable avec la vitesse, équivaut, à la vitesse normale, à un peu plus de 5volts. Cette petite machine permet de produire tous les effets que l'on obtient dans la pratique ordinaire avec 3 éléments de Bunsen. Elle est réversible et constitue un excellent moteur de laboratoire. Elle est munie en outre du régulateur de vitesse que j'ai décrit dans le *Bulletin des séances de la Société de Physique* (séance du 16 août 1878), et qui lui assure une vitesse absolument constante. Voici les résultats que ce moteur m'a donnés avec une pile Bunsen composée d'un nombre d'éléments variant de 1 à 8 :

Nombre d'éléments.	Travail moteur développé en kilogrammètres par seconde [1].
1	0,04
2	0,20
3	0,45
4	0,75
5	1,10
8	1,80

(1) Ces résultats sont représentés avec une exactitude tout à fait suffisante par la

Ce petit moteur développe donc un travail supérieur à 1^{kgm} par seconde avec une pile de 5 Bunsens. Je n'ai pu dépasser ce résultat avec une machine Gramme munie d'un puissant aimant permanent, pesant au moins 30^{kg}.

NOUVELLE FORME D'ÉLECTROSCOPE;

PAR M. A. GUEROUT.

Il résulte des recherches de sir W. Thomson que, dans les expériences d'électricité statique, les déperditions d'électricité ont lieu, non point par la vapeur d'eau contenue dans l'air ambiant, mais par l'humidité qui se condense sur les colonnes de verre employées comme supports isolants. Sir W. Thomson a été conduit, par suite, pour rendre ces colonnes parfaitement isolantes, à dessécher par l'acide sulfurique l'air qui les entoure immédiatement, et M. Mascart a imaginé dans ce but un flacon-support d'une forme particulière, très-commode, et qui a été décrit dans ce Journal, tome VII, p. 217.

C'est ce support isolant que nous avons utilisé pour la construction de notre électroscope à feuilles d'or. Dans cet appareil, la tige centrale du support isolant se prolonge plus que d'ordinaire au-dessus du goulot, et elle est garnie d'une douille de cuivre.

Cette douille porte à sa partie supérieure les plateaux condensateurs et latéralement une petite tige de $0^m,06$ à $0^m,07$ de longueur, servant de support aux feuilles d'or. Celles-ci se trouvent ainsi suspendues sur le côté du flacon. Ce dernier est placé au centre d'un socle carré, et une cage de verre ou de glace percée d'un trou recouvre l'appareil, en laissant sortir seulement les plateaux condensateurs; enfin deux tiges de cuivre à boule, que l'on peut faire

---

formule

$$T = 0,27 N - 0,34,$$

dans laquelle N désigne le nombre d'éléments et T le nombre de kilogrammètres par seconde.

mouvoir en dessous du socle, sont placés de chaque côté des feuilles d'or.

Cet appareil présente beaucoup de sensibilité; il garde longtemps la charge, et son fonctionnement est toujours assuré. En outre, comme la cage de verre ne sert plus de support aux feuilles d'or et n'a d'autre but que de les protéger contre les courants d'air, on peut l'enlever facilement pour modifier la disposition de l'électroscope.

On peut, par exemple, enlever une des tiges à boule et avoir ainsi un électroscope à décharge de Gaugain, ou remplacer les deux tiges par des piles sèches pour former un électroscope de Bohnenberger. On aura ainsi plusieurs dispositions d'électroscope dans le même appareil.

Sir W. THOMSON.— On thermodynamic motivity (Sur la motivité thermodynamique); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VII, p. 348; 1879.

L'auteur propose de désigner sous le nom de *motivité thermodynamique* d'un corps la quantité *maximum* de travail que ce corps peut fournir, si on le prend comme source de chaleur pour une série de machines thermiques, jusqu'à ce que le jeu de ces machines ait abaissé la température de chaque point du corps à la température t_0 du milieu ambiant. Si t représente en général la température d'un point du corps, la motivité du corps est égale à une intégrale qui contient la fonction de Carnot étendue d'abord, pour chaque point, à toutes les températures par lesquelles il passe en se refroidissant à t_0 et étendue ensuite à tous les points du corps.

Outre l'énergie thermique disponible, un corps peut contenir de l'énergie due à la gravitation, à de l'électricité, du magnétisme, etc. La totalité de ces diverses formes d'énergie, convertible en travail, peut être ajoutée à la motivité thermodynamique pour constituer la motivité totale du corps. G. LIPPMANN.

W.-E. AYRTON et JOHN PERRY. — A new determination of the ratio of the electromagnetic to the electrostatic unit of electric quantity (Nouvelle détermination du rapport de l'unité électromagnétique à l'unité électrostatique des quantités d'électricité); *Phil. Magazine*, 5e série, t. VII, p. 277; 1879.

Les auteurs font d'abord l'historique des diverses unités électriques arbitraires et absolues; ils rappellent que Gauss a le premier employé des unités absolues à la mesure du magnétisme; Kirchhoff, à la mesure des résistances électriques (1849). Plus tard, Weber (1851) et l'Association britannique (1861) étendirent ce système à toutes les mesures électriques.

Le rapport de l'unité électromagnétique à l'unité électrostatique des quantités d'électricité est, comme on sait ([1]), le rapport d'une longueur à un temps : c'est une vitesse v. Cette quantité présente un intérêt théorique particulier. Dans la théorie électromagnétique de M. Maxwell, v doit être précisément égal à la vitesse de la lumière. Les valeurs de v trouvées jusqu'ici par l'expérience se rapprochent, en effet, de 300 millions de mètres; mais elles diffèrent entre elles assez notablement pour qu'une nouvelle détermination soit nécessaire.

La méthode employée par MM. Ayrton et Perry est la suivante. Un condensateur de capacité électrostatique connue, chargé d'abord par une force électromotrice e_1, était déchargé à travers un galvanomètre très-sensible; on notait la déviation α_1 du galvanomètre. Afin de connaître, d'autre part, la valeur de cette déviation en unités électromagnétiques, on faisait une seconde expérience. Un courant fourni par une force électromotrice e_2 et traversant une résistance connue en ohms était lancé dans le galvanomètre, lequel était de plus couvert par un *shunt* (dérivation) d'efficacité connue; la déviation observée était α_2. Le rapport des déviations α_1 et α_2 ne dépend que de la capacité du condensateur, du carré du nombre v, de la résistance mesurée en ohms des résistances employées dans la seconde expérience et du rapport des forces électromotrices e_1 et e_2.

La capacité du condensateur était facile à calculer : c'était un

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 377.

condensateur plan de Thomson à anneau de garde. Le rapport des forces électromotrices e_1 et e_2 était déterminé par la manière même dont on les produisait : c'étaient les différences des potentiels existant aux extrémités de deux résistances parcourues simultanément par le courant d'une pile de 382 éléments Daniell; ces différences de potentiel sont donc entre elles comme les deux résistances. Ajoutons que les aiguilles du galvanomètre astatique, très-pesantes, affectaient la forme sphérique, afin de rendre très-petit l'amortissement dû à la résistance de l'air. L'avantage de la méthode de MM. Ayrton et Perry est de n'exiger la connaissance que du rapport des forces électromotrices employées et aussi de permettre l'usage d'un galvanomètre non absolu, astreint seulement à être très-sensible. La moyenne de 98 déterminations a été de 298 millions de mètres par seconde. Les auteurs estiment l'erreur probable de leurs expériences à environ 1 pour 100. Comme, d'autre part, les nombres trouvés par Foucault et par M. Cornu (298 et 300 millions de mètres) diffèrent entre eux de moins de 1 pour 100, MM. Ayrton et Perry en concluent que, dans la limite des erreurs d'expérience, v est égal à la vitesse de la lumière. G. Lippmann.

M. v. SEHERR THOSS. — Ueber künstlicher Dichroismus (Dichroïsme artificiel); *Ann. der Physik und Chemie*, nouvelle série, t. VI, p. 270; 1879.

Les substances dichroïques étant colorées et jouissant de la double réfraction, on peut essayer de produire artificiellement des corps dichroïques :

1° En rendant biréfringent un milieu coloré et isotrope;

2° En colorant un milieu biréfringent;

3° En donnant à la fois, à un milieu incolore et isotrope, la coloration et la biréfringence.

L'auteur examine successivement les résultats obtenus par chacune de ces méthodes.

I. Reprenant les expériences de Brewster sur le chrysamate de potasse, M. v. Seherr Thoss étend le sel en poudre sur du papier glacé ou de la soie légèrement usée, et il fait glisser au-dessus, sous

une pression modérée, une plaque de verre dépolie à laquelle il a soin de donner un mouvement de translation rigoureusement rectiligne.

La poudre s'attache de cette manière très-fortement, et l'on obtient sur le verre une répartition très-régulière de la substance colorée.

Les plaques préparées ainsi donnent un dichroïsme frappant par le contraste des couleurs. La direction des rayons étant amenée dans la section principale du dichroscope, l'image ordinaire est d'un magnifique rouge orangé, et l'extraordinaire d'un rouge pourpre sombre. Deux de ces plaques entre-croisées peuvent être substituées à la tourmaline.

Contrairement à l'opinion d'Haidinger, qui a soutenu que le dichroïsme obtenu de cette manière provenait de l'orientation régulière des lamelles cristallisées, M. v. Seherr Thoss présume que dans ces expériences ce sont les parties amorphes qui produisent le dichroïsme, car, dans la préparation qu'il emploie, les lamelles des cristaux sont généralement absentes, et, bien plus, deux préparations de chrysamate de potasse bien cristallisées lui donnèrent des résultats complétement négatifs. Les autres sels d'acide chrysamique, sauf celui d'ammoniaque, ne produisirent pas de dichroïsme. Le carmin d'indigo du commerce donne des résultats non moins remarquables que le chrysamate de potasse. On en met une très-petite quantité entre deux plaques de verre, d'égales grandeurs, et on les fait glisser l'une contre l'autre, de manière que leurs bords restent constamment parallèles. Quand les plaques sont bien dressées, l'épaisseur de la couche peut ne pas dépasser $\frac{2}{10000}$ à $\frac{3}{10000}$ de millimètres, et ne donne aux deux rayons qu'une différence de marche de $\frac{1}{10}$ de λ; pour une épaisseur de 1^{mm}, on aurait une différence de 300λ, ce qui égalerait à peu près la double réfraction du spath d'Islande.

Ces plaques présentent une couleur superficielle rouge cuivre quand le plan de polarisation de la plaque se trouve dans le plan d'incidence; quand il lui est perpendiculaire, la couche superficielle disparaît et la plaque devient presque noire.

Enfin, la bouillie d'alizarine du commerce contient, d'après l'auteur, une troisième matière colorante qui, traitée de la même manière que les précédentes, produit aussi des plaques dichroïques,

mais moins remarquables que les précédentes; elles ne donnent pas de couleurs superficielles. Toutes les autres matières colorantes expérimentées par l'auteur n'ont donné que des résultats négatifs.

M. Kundt ([1]), en opérant sur le caoutchouc et la gutta-percha coupés en bandes minces et tendus avec les doigts, a constaté que, des deux images fournies par la loupe dichroscopique, l'une est d'un brun sombre, l'autre jaune paille. L'auteur ne voit pas là ur véritable dichroïsme, mais une polarisation résultant de la flexion.

Cette polarisation se produit aussi très-souvent dans les cristaux dichroïques; elle exagère leur dichroïsme ou le détruit (tout au moins partiellement), suivant que les plans de polarisation des rayons polarisés par le dichroïsme d'une part, par la flexion de l'autre, ont des directions parallèles ou rectangulaires.

Comme exemple, une plaque de serpentine, de 1^{mm} d'épaisseur, combinée avec un polariscope formé d'une plaque de spath d'Islande et d'une autre de tourmaline, montra tantôt la croix claire, tantôt la croix noire, selon que les rayons arrivaient par la tourmaline ou par la plaque de serpentine.

On a prétendu que la double réfraction obtenue par la pression sur les corps isotropes diffère de celle des corps naturellement biréfringents : les observations de l'auteur sur les plaques de gutta-percha, d'indigo, de chrysamate de potasse, donnent la preuve la plus convaincante qu'il n'existe pas de différence entre la double réfraction obtenue par un moyen mécanique et la double réfraction naturelle; chaque place isolée de ces plaques se comporte semblablement aux autres, et chaque partie comme la plaque entière.

Les essais tentés en vue de produire le dichroïsme du verre coloré à l'aide de la pression n'ont donné que des résultats négatifs; l'astralith, sorte de verre dichroïque, inventé par M. Pettenkofer ([2]), devrait à des cristaux emprisonnés dans sa masse sa propriété particulière.

II. Les premières tentatives pour produire le dichroïsme artificiellement par la coloration des cristaux biréfringents furent faites

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 55.
([2]) *Graham-Otto's Chemie*, 4e Auflage. II. Abth, p. 809.

par de Senarmont (1). En colorant de l'azotate de strontiane à l'aide du campêche, il obtint des cristaux rougeâtres dichroïques et présentant des houppes qu'il confondit avec celles d'Haidinger : c'étaient les hyperboles qui traversent les pôles optiques des cristaux à deux axes.

L'auteur a repris les expériences de de Senarmont, en essayant successivement un grand nombre de matières colorantes; mais il paraît peu satisfait des résultats. Il a cependant obtenu un beau dichroïsme en faisant cristalliser ensemble le phosphate d'ammoniaque et l'hématoxyline; mais, dans cet essai comme dans tous les autres, la matière colorante n'était pas répandue uniformément et ne pénétrait pas dans les couches profondes du cristal.

III. Enfin, on a essayé de produire le dichroïsme artificiellement en colorant un milieu isotrope et incolore et en le rendant ensuite biréfringent; ces essais n'ont donné jusqu'à présent que des résultats purement négatifs. E. Masse.

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE DE SAINT-PÉTERSBOURG.

TOME X. — Année 1878.

D. BOBYLEFF. — Sur l'action diélectrique des isolateurs, p. 5-14.

En traitant la question de la distribution de l'électricité sur un système de conducteurs, on est quelquefois obligé de prendre en considération l'influence diélectrique des isolateurs. L'auteur démontre que cette influence modifie seulement la densité de l'électricité, sans faire changer la forme des surfaces de niveau, si les surfaces de contact mutuel des divers isolateurs qui entourent le système de conducteurs sont orthogonales aux surfaces de niveau de la fonction potentielle et de la totalité de l'électricité des conducteurs et des isolateurs.

Deux cas particuliers sont résolus par l'auteur.

---

(1) *Comptes rendus*, t. XXXVIII, p. 101.

I. Une sphère métallique de rayon R est placée sur un support isolant, dont la surface latérale est un cône ayant son sommet au centre de la sphère et une ouverture ω. Si l'on nomme C la tension de l'électricité sur la surface de la sphère et k la constante diélectrique de la matière du support, la quantité de l'électricité sur la sphère aura pour expression

$$Q = \left[1 + (k - 1)\frac{\omega}{4\pi}\right]CR,$$

valeur $\left[1 + (k - 1)\frac{\omega}{4\pi}\right]$ fois plus grande que celle qui existerait sans l'isolateur.

II. Le second problème résolu est celui de la bouteille de Leyde de Faraday, composée de deux sphères concentriques de rayons R et r, dont l'intervalle est rempli par des isolateurs diélectriques séparés entre eux par des surfaces coniques d'ouvertures $\omega_1, \omega_2, \ldots,$ ayant leurs sommets au centre commun des sphères. En nommant C la tension, Q la quantité d'électricité sur la sphère intérieure et $k_1, k_2, \ldots$ les constantes diélectriques des isolateurs, on a

$$Q = C\frac{Rr}{R - r}\,\frac{k_1\omega_1 + k_2\omega_2 + \ldots}{4\pi}.$$

Dans les expériences de Faraday, qui n'employait que deux hémisphères, l'un rempli d'air et l'autre formé du corps diélectrique soumis à l'expérience, ω_1 était égal à ω_2 et à 2π; par conséquent,

$$Q = C\frac{Rr}{R - r}\,\frac{1 + k}{2}.$$

D. Bobyleff.

D. LATCHINOFF. — Expériences sur le téléphone, p. 14-17.

N. HESEHUS. — Sur un cas particulier de la transmission du courant électrique par l'intermédiaire d'électrodes de dimensions inégales, p. 24-33.

L'auteur a remarqué que l'intensité du courant qu'on fait passer

par l'eau augmente graduellement si l'anode est formée par un fil de platine et la cathode par le creuset de platine contenant le liquide. Quand le fil de platine forme la cathode, le courant atteint de suite son intensité maximum et diminue progressivement sous l'influence de la polarisation. La température de l'eau ainsi que l'intensité du courant n'influent pas sur la marche du phénomène, mais il est le mieux marqué quand l'extrémité de l'anode affleure à la surface du liquide. W. LERMANTOFF.

N. SLOUGUINOFF. — Projet d'un nouveau couple secondaire, p. 33-35.

A. SOCOLOFF. — Sur la loi élémentaire des actions réciproques des courants et des aimants, p. 46-54.

N. SLOUGUINOFF. — Sur la polarisation galvanique de quelques métaux, p. 59-71.

L'auteur commence par étudier le phénomène singulier présenté par le *rhéotome liquide* de M. Ducretet [1]. Il trouve que les causes de l'affaiblissement du courant sont la formation d'une mince couche isolante d'alumine anhydre sur la surface de l'anode en aluminium, et une polarisation très-forte de cette électrode, produite principalement par l'oxygène. La force électromotrice de cette polarisation, mesurée par la méthode de compensation de M. Du Bois-Reymond, se trouvait d'autant plus grande que la batterie polarisante était plus forte. Un seul élément polarisant de Poggendorff produisait une polarisation des électrodes en aluminium de 1,151 Daniell; quatre éléments, une polarisation de 3,933 Daniell, et huit éléments, 6,53 Daniell.

En électrolysant de l'acide sulfurique à 12° B. à l'aide d'une anode en platine poli et de quatre éléments de Poggendorff, l'auteur a remarqué que la cathode incolore d'aluminium présente par réflexion les couleurs des anneaux de Newton. Après quelques heures d'action, cette couche acquiert une dureté et un éclat considérables, de manière à rayer le verre et à résister au

---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 24.

papier à l'émeri. Les acides et les alcalis ne l'attaquent pas non plus [1].

En déterminant la polarisation des électrodes de métaux différents, l'auteur a trouvé que le bismuth peut produire le phénomène de M. Ducretet d'une manière encore plus prononcée que l'aluminium. La force électromotrice de la polarisation du bismuth est : 1,32 Daniell avec un élément polarisant de Poggendorff; 4,4 Daniell avec quatre éléments, et 7,4 avec sept éléments.

L'auteur a aussi déterminé la force électromotrice maximum des corps suivants :

	Daniell.
Cuivre galvanoplastique	0,52
Cadmium	0,12
Charbon	2,28
Plomb	2,4

W. LERMANTOFF.

O. CHWOLSON. — Sur l'induction magnétique mutuelle de deux sphères, p. 71-84 et 89-104.

L'auteur détermine l'état magnétique de deux sphères soumises à l'influence de forces magnétisantes extérieures, disposées symétriquement par rapport à la ligne des centres et à l'induction magnétique de l'autre sphère. Pour déterminer le moment magnétique des sphères, il fait usage d'un système de coordonnées bipolaires; le problème revient à l'intégration de deux équations linéaires simultanées aux différences finies du deuxième ordre et à coefficients transcendants, pourvues d'un second membre. Si l'on suppose égaux les rayons des deux sphères, que l'on prenne la distance de leurs centres égale à 4,25 d'un rayon, enfin qu'on donne à la constante magnétique de Poisson la valeur 0,99, le moment magnétique de chaque sphère reçoit par l'influence de l'autre un accroissement de 2,7 pour 100. O. CHWOLSON.

(1) Dans les mains d'un praticien habile, cette découverte pourrait peut-être rendre un grand service à l'industrie de l'aluminium.

P. VAN DER VLIET. — Expériences sur le courant galvanique dans un circuit ouvert, p. 111-124.

Si l'on fait communiquer une des électrodes d'une forte batterie galvanique avec la terre et l'autre avec un long fil métallique isolé, on constate dans ce conducteur un faible courant continu, dont un galvanomètre sensible, intercalé entre la batterie et le conducteur, peut accuser l'existence. La théorie de Ohm, qui considère l'électricité comme un fluide matériel, explique l'existence de ce courant par la seule déperdition de l'électricité dans l'air et par les supports. La tension à la surface d'un fil dont la conductibilité est grande se rétablira plus vite qu'à la surface d'un fil mauvais conducteur, à conditions égales. Par conséquent, si le principe posé par Ohm est vrai, la déperdition de l'électricité et le courant seront plus intenses dans un fil en cuivre que dans un fil en fer de mêmes dimensions.

L'auteur, guidé par des idées théoriques qui lui sont propres, arrive à une conclusion opposée : le courant devrait être plus intense dans le fil de fer. Pour soumettre ses idées au contrôle de l'expérience, il a opéré sur des fils de fer et de cuivre de $0^{mm},2$ de diamètre et de 5120^{m} de longueur, tendus dans la galerie de l'Université de Saint-Pétersbourg, longue de plus de 256^{m}. Ils étaient supportés par des ficelles en coton imbibées de paraffine. Un galvanomètre très-sensible de Wiedemann, muni d'un aimant astatiseur, servait à la mesure des courants. Les 94 pour 100 des nombres résultant d'une grande quantité d'observations seraient décidément favorables à la manière de voir de l'auteur, le fil de fer donnant un courant notablement plus fort que celui du fil en cuivre. La différence montait à 25 pour 100 de la valeur mesurée.

W. Lermantoff.

M. RICATCHEFF. — Note préliminaire sur les expériences pour déterminer la résistance de l'air aux corps en mouvement, p. 124-128.

J. BORGMAN. — De l'influence du milieu ambiant sur les actions électrodynamiques (suite et fin), p. 129-155.

Déjà analysé dans ce Journal (t. VII, p. 354.)

J. BORGMAN. — Sur la détermination de la fonction magnétique des liquides, p. 155-174.

R. COLLEY. — Sur la polarisation au sein des électrolytes, p. 177-238.

Un courant galvanique ne produit pas d'électrolyse si la force électromotrice qui l'engendre est insuffisante; mais néanmoins un faible courant s'établit à travers le liquide et tend à la longue, asymptotiquement, vers une limite finie d'intensité. L'auteur discute les hypothèses que l'on peut faire pour expliquer ce phénomène et décrit les expériences qu'il a faites pour les confronter avec la réalité. Il conclut qu'on doit considérer chacune des deux électrodes comme un condensateur formé par le métal, le liquide adjacent et l'espace intramoléculaire qui les sépare. La masse du liquide entre les deux électrodes remplit le rôle du conducteur réunissant les deux condensateurs en *cascade*.

W. Lermantoff.

N. SLOUGUINOFF. — Sur la décharge du courant galvanique à travers une mince couche d'un électrolyte, p. 241-244.

Si l'anode d'une batterie de 8-12 éléments Bunsen est formée d'une plaque horizontale en platine et la cathode d'un fil vertical de même métal affleurant une goutte d'eau acidulée placée sur l'anode, on aperçoit une faible lueur autour de la cathode; l'eau ne se décompose pas d'une manière appréciable et le courant devient intermittent. W. Lermantoff.

W. LERMANTOFF. — Exposé de la méthode de Gay-Lussac pour calibrer les thermomètres, p. 244-251.

L'auteur cherche à faire ressortir dans son exposé les suppositions approximatives qui font la base de la méthode et qui, n'étant pas exprimées explicitement, rendent son application difficile aux commençants. W. Lermantoff.

S. GLASENAP. — Observation du passage de Mercure par le disque du Soleil, le 6/18 mai 1878 au pavillon spectroscopique de l'Université de Saint-Pétersbourg, p. 251-261.

En observant à l'aide d'un équatorial de Steinheil de 108^{mm} de diamètre de l'objectif, l'auteur a trouvé :

1er contact....	$3^h 11^m 26^s,0$	temps moyen de Greenwich
Bissection....	$12.30.0$	»
2e contact....	$14.11.6$	»

La position géographique de l'observatoire est :

Latitude........	$59°56'27'',4$ N.
Longitude.......	$2^h 1^m 12^s,23$, à l'est de Greenwich

Mais, en même temps, l'auteur a disposé un autre appareil d'observation pour faire voir le phénomène à plusieurs étudiants à la fois. Un écran en papier a été ajusté devant l'oculaire d'une lunette de Fraunhofer de 67^{mm}. En la dirigeant vers le Soleil et en faisant mouvoir l'oculaire, il était facile de projeter sur l'écran une image nette du Soleil, ayant de 2^{dm} à 3^{dm} de diamètre. L'image de Mercure était si nettement visible, que la moyenne des six observations faites par des personnes parfaitement inexpérimentées ne différait du nombre exact que d'une quantité insignifiante.

W. LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVII. — Août 1879.

J. VIOLLE. — *Rapport sur la question XIX du programme pour le Congrès météorologique de Rome* (IIe Partie), p. 433.

A. HÉRAUD. — *Note sur un nouvel élément de pile voltaïque,* p. 512.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VIII. — Juillet 1879.

F. Auerbach. — *Passage du courant galvanique à travers le fer*, p. 1.

S.-P. Thomson et O.-J. Lodge. — *Conductibilité unilatérale dans les cristaux de tourmalines*, p. 18.

F. Guthrie. — *Fracture des colloïdes*, p. 25.

J. Perry et W.-E. Ayrton. — *Sur un principe qu'on pourrait employer pour la mesure des mouvements séismiques*, p. 25.

D.-E. Hughes. — *Balance d'induction et recherches expérimentales faites avec cet instrument*, p. 50.

W. Chandler Roberts. — *Examen de quelques alliages au moyen de la balance d'induction*, p. 57.

O. Heaviside. — *Théorie des fuites dans les câbles*, p. 60.

N.-D.-C. Odges. — *Sur la dimension des molécules*, p. 74.

J.-W. Draper. — *Nouvelle forme de spectromètre; distribution des intensités lumineuses dans le spectre*, p. 75.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VII. — N° 7. — Année 1879.

H. Helmoltz. — *Études sur les couches d'électricité à la limite des corps*, p. 337.

G. Barus. — *Place de l'acier dans la série thermo-électrique; sa conductibilité électrique; influence de la trempe*, p. 383.

A. v. Valtenhofen. — *Propriétés magnétiques du fer pulvérulent*, p. 415.

W. Kohlrausch. — *Mesure expérimentale de la vitesse de la lumière dans les cristaux. Deuxième Mémoire : Sections obliques dans les cristaux biaxes*, p. 427.

W. Beetz. — *Conductibilité calorifique des liquides*, p. 435.

F. Neesen. — *Recherches sur le résidu élastique dans le cas de l'extension longitudinale*, p. 460.

H.-F. Weber. — *Recherches sur la loi élémentaire de l'hydrodiffusion*, p. 469.

H. Herwig. — *Extra-courant dans les conducteurs d'épaisseurs différentes*, p. 488.

G. Wiedemann. — *Addition au Mémoire sur la torsion*, p. 496.

SUR L'INSCRIPTION DES PHÉNOMÈNES MÉTÉOROLOGIQUES, EN PARTICULIER DE L'ÉLECTRICITÉ ET DE LA PRESSION;

Par M. MASCART.

1. L'utilité des appareils inscripteurs pour l'observation continue des phénomènes météorologiques n'a plus besoin d'être démontrée aujourd'hui. Les instruments de cette nature se multiplient dans les observatoires; il y aura bientôt dans chaque pays un certain nombre de stations principales où les phénomènes les plus importants seront recueillis par des enregistreurs, et l'examen ultérieur des résultats ainsi obtenus sera sans doute l'origine de progrès nouveaux dans la Science.

L'inscription des phénomènes n'a pas seulement pour but de diminuer le travail des observateurs : elle a une portée scientifique plus élevée. Aucune modification permanente ne paraît s'être manifestée depuis un grand nombre de siècles dans la physique du globe; on peut donc estimer, d'un point de vue général, que tous les phénomènes météorologiques sont soumis à des variations régulières et peuvent être représentés, comme les marées, par une série de termes périodiques. La continuité dans les observations de jour et de nuit paraît nécessaire si l'on veut déterminer par expérience les différents termes qui les représentent.

D'ailleurs, certains phénomènes sont par leur nature tellement variables, que des observations discontinues, à moins d'être extrêmement rapprochées, n'en peuvent donner une idée exacte. Tel est le cas de l'électricité atmosphérique, à peu près en tout temps, et celui du magnétisme terrestre pendant les aurores boréales. Et même pour les autres éléments dont la marche est plus régulière, comme la température, l'humidité de l'air et la pression, on constate dans les tracés graphiques des variations accidentelles très-intéressantes, que les lectures directes à intervalles un peu éloignés ne permettraient pas de soupçonner.

Parmi les appareils inscripteurs, les uns suivent les phénomènes sans discontinuité et en traduisent tous les détails; les autres opèrent par intermittences plus ou moins rapprochées. Les inscripteurs continus sont évidemment préférables au point de vue

théorique. Jusqu'ici cependant on a employé un grand nombre d'appareils à indications intermittentes, parce qu'il est possible de les réaliser par de simples dispositions mécaniques. Pour les tracés continus, on a eu généralement recours à la photographie; mais cette méthode exige une installation spéciale dans une chambre obscure, des manipulations chimiques et une assez grande dépense d'éclairage et de produits.

La photographie elle-même n'est pas aussi fidèle qu'on pourrait le croire au premier abord. Pour différents motifs, sur lesquels il n'est pas nécessaire d'insister, on est obligé d'employer des papiers peu sensibles à la lumière, et l'image de la flamme qui doit laisser son empreinte a toujours d'assez grandes dimensions. Les courbes marquées par ces impressions sur le papier ne présentent pas la netteté d'un trait de crayon; elles sont larges, un peu baveuses, et manquent même tout à fait dès que l'image se déplace rapidement. C'est un défaut que l'on constate d'une manière très-fréquente dans les courbes d'électricité atmosphérique et qui se manifeste souvent aussi, dans les grandes perturbations du magnétisme terrestre, sur les tracés des boussoles.

Les inscripteurs mécaniques, en permettant d'obtenir des courbes plus fines au moyen de crayons ordinaires ou de pointes de métal, ou encore de pointes légères glissant sur une feuille de papier enfumé, peuvent donc fournir des résultats plus exacts, quand même ils ne traduiraient les phénomènes que par intermittences, pourvu que celles-ci soient assez rapprochées. A plus forte raison ces appareils seront-ils préférables s'ils fonctionnent d'une manière continue, condition que réalise déjà le baromètre si ingénieux de M. Redier.

Sans prétendre, par ces considérations un peu générales, porter un jugement sur les différents systèmes d'inscription, je donnerai comme exemples quelques-uns des résultats que j'ai obtenus avec l'électromètre inscripteur et quelques remarques sur les variations accidentelles de la pression atmosphérique.

2. L'instrument dont je me suis servi pour l'étude de l'électricité atmosphérique se compose essentiellement d'un électromètre de sir W. Thomson, en relation avec un vase à écoulement d'eau continu. Les déviations de l'aiguille sont transmises toutes les

deux minutes et demie à un crayon qui les traduit sur une feuille de papier; l'ensemble de ces tracés produit une courbe, non pas absolument continue, mais composée de petits escaliers très-rapprochés.

L'appareil a été mis en fonction au Collège de France, à la fin de février 1879, et les courbes obtenues régulièrement depuis cette époque permettent déjà de se faire une idée de la marche des phénomènes pendant les cinq mois qui ont suivi.

On peut remarquer d'abord que le potentiel de l'air est en général positif, avec des variations plus ou moins rapides. Par les temps couverts, les courbes deviennent plus agitées; la pluie donne presque toujours de très grandes déviations négatives. Le changement de signe se manifeste avant le début de la pluie, et quelquefois aussi la pluie est suivie immédiatement d'indications positives très élevées. Il s'est montré aussi quelques exemples très-rares soit de pluies positives, soit de grandes déviations négatives sans pluie apparente au voisinage de l'observateur. Cette prédominance de l'électricité négative dans les nuages pluvieux que j'ai déjà signalée me paraît un fait important dans la question de l'origine de l'électricité atmosphérique.

Si l'on néglige les variations accidentelles et qu'on examine la marche des courbes dans leur ensemble, on est frappé de cette circonstance que l'électricité est beaucoup plus uniforme la nuit et plus variable dans la journée. Le potentiel est même notablement plus élevé la nuit que le jour. Le maximum paraît avoir lieu vers 9^h ou 10^h du soir; la courbe descend lentement jusque vers 6^h du matin, puis plus rapidement, atteint un minimum vers 3^h du soir et remonte ensuite d'une manière à peu près uniforme. Cette conclusion, que l'on peut formuler par le simple aspect des courbes, se justifie dans les tableaux numériques. J'ai fait d'abord des moyennes mensuelles pour huit observations trihoraires, en écartant du calcul des moyennes les observations faites pendant la pluie et même toutes les lectures qui donnaient de l'électricité négative. J'ai obtenu ainsi, en prenant une unité arbitraire :

	Minuit.	3h.	6h.	9h.	Midi.	3h.	6h.	9h.	Minuit.
Mars	24,7	19,2	19,1	13,6	14,5	14,9	21,2	27,1	24,7
Avril	24	23,7	24,0	16,0	17,0	13,3	28,5	26,0	24
Mai	24,5	23,3	26,0	20,7	13,8	15,4	15,4	24,5	24,5
Juin	26,7	25,5	25,4	17,6	14,6	12,0	18,4	25,0	26,7
Juillet	33,3	34,5	33,7	28,8	26,7	23,6	29,3	36,1	33,3
Moyenne	26,6	25,2	25,6	19,3	17,3	15,8	20,5	27,7	26,6
Moyenne totale.	26,6	25,2	24,6	15,0	12,7	9,8	13,2	26,9	26,6

Les variations sont naturellement plus régulières dans la moyenne des cinq mois que pour chacun d'eux en particulier. Dans la dernière ligne du Tableau, on a tenu compte aussi des indications négatives, à l'exception toutefois de celles qui correspondaient aux chutes de pluie, qu'il faut évidemment mettre à part; la moyenne totale ainsi calculée exagère encore le sens du phénomène et met mieux en évidence le minimum de 3^h du soir et le maximum de 9^h, ou plus exactement le maximum continu de la nuit.

Ces résultats, je dois le reconnaître, sont en contradiction avec les idées généralement adoptées. Ainsi, M. Quetelet a déduit de plusieurs années d'observation à Bruxelles que l'électricité atmosphérique présente deux maxima, le matin et le soir, et deux minima, l'un dans la journée et l'autre dans la nuit. Les observations publiées récemment par le P. Denza l'ont conduit aux mêmes conclusions; mais le minimum de la nuit a été en général plutôt établi par induction que déterminé directement, parce que l'emploi d'appareils non inscripteurs n'a guère permis de suivre les phénomènes d'une manière continue.

Toutefois, ce minimum de la nuit a été constaté à l'observatoire de Kew, à l'aide d'un enregistreur photographique de sir W. Thomson. Dans le Rapport du Conseil météorologique publié en 1878, M. Everett a publié un résumé horaire de tous les résultats obtenus pendant deux années consécutives, du 1er juin 1862 au 1er juin 1864. Les tableaux numériques et les courbes qui les traduisent indiquent bien dans les moyennes mensuelles et dans les moyennes annuelles deux maxima et deux minima, analogues à ceux qu'avait signalés Quetelet, et dont l'heure est un peu variable avec les différentes saisons. Les observations que je viens de rapporter sont donc en complet désaccord avec les observations antérieures.

Le maximum continu d'électricité positive que j'ai constaté pendant la nuit comme moyenne des observations faites pendant les

cinq derniers mois est peut-être un phénomène exceptionnel, dû aux conditions tout à fait anomales de la saison que nous venons de traverser. Il y aura lieu de chercher si les mêmes effets se sont manifestés à l'électromètre inscripteur de Kew et si de nouvelles observations à Paris les contredisent ou les confirment.

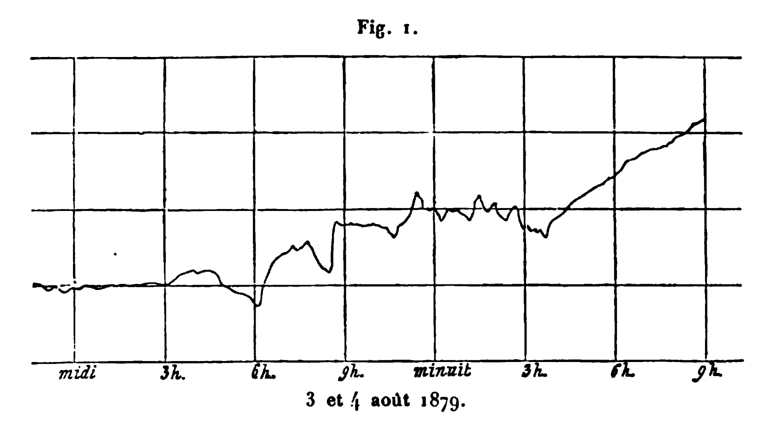
Mais, avant de quitter ce sujet, j'insisterai encore sur une circonstance qui me paraît avoir été souvent trop négligée. Dans un appareil quelconque destiné à l'observation continue de l'électricité atmosphérique, il y a un organe spécial, mèche de Volta ou veine liquide de sir W. Thomson, qui fait fonction de source électrique et qui tend à maintenir sur l'instrument le potentiel de l'air au point où se détachent les particules conductrices de gaz chaud ou de liquide. Mais, en même temps, tous les supports que l'on peut employer pour isoler l'électromètre, la mèche ou le vase à écoulement et les fils de communication, ne remplissent pas ce rôle d'une manière absolue. Le débit d'électricité que peut fournir une veine liquide est limité par le nombre et la capacité des gouttes qui se détachent ; si l'isolement des supports est trop imparfait et s'il dépend surtout des conditions atmosphériques, le potentiel atteint par l'électromètre ne sera à chaque instant qu'une fraction variable et inconnue du potentiel maximum. Cette cause d'erreur peut modifier complétement les résultats des observations.

3. Je dirai quelques mots maintenant des petites variations du baromètre. Tous les météorologistes qui emploient le baromètre inscripteur de M. Redier ont eu l'occasion de constater les brusques changements de pression qui se manifestent au moment des orages. Ce phénomène paraît avoir été signalé pour la première fois par M. l'abbé Goulon (*Bulletin international de l'Observatoire de Paris,* 21 mars 1866) ; mais c'est à M. Redier que l'on doit réellement de l'avoir mis bien en évidence.

Au moment d'un orage, le baromètre baisse d'abord d'une manière assez rapide, puis remonte brusquement : cet effet se traduit sur la courbe par une sorte de V unique ou plus rarement par une série d'oscillations plus ou moins régulières. Nous donnons ici (*fig.* 1) comme exemple de variations exceptionnelles la courbe du baromètre, à Paris et au Parc Saint-Maur pendant l'orage qui s'est manifesté dans la nuit du 3 au 4 août dernier (la distance de deux

lignes horizontales correspond à une variation de pression de 2^{mm} de mercure). On a cherché quelquefois à faire intervenir les actions électriques dans ces changements de pression, mais il est probable que la cause en est beaucoup plus simple.

Fig. 1.



3 et 4 août 1879.

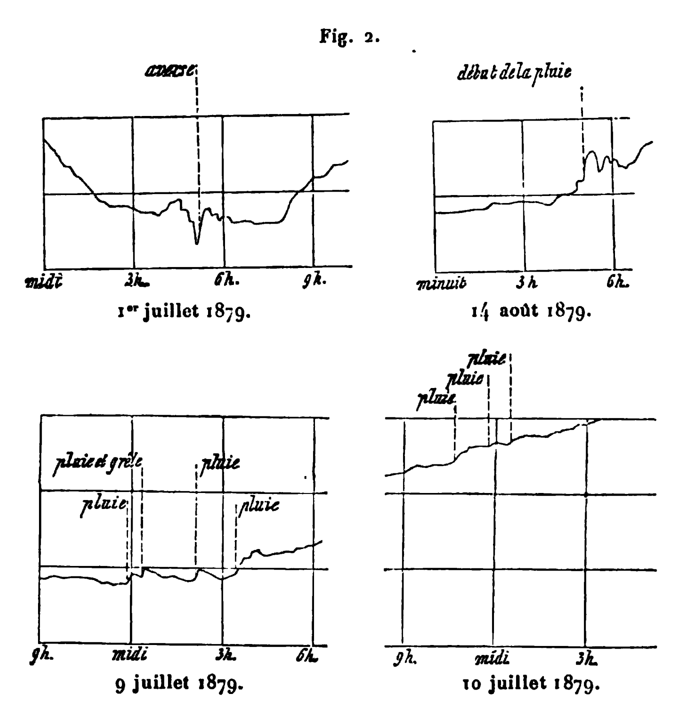
La *fig.* 2 renferme les calques d'un certain nombre de fragments de la courbe tracée par un baromètre inscripteur, à Paris, pendant les mois de juillet et d'août 1879, à des heures où je me trouvais auprès de l'appareil et où je pouvais noter au moment même le début de chaque pluie. L'examen de ces courbes met en évidence une relation très-simple : *le baromètre monte dès que la pluie commence*. Toutefois, il faut bien remarquer que cette règle n'est pas générale ; elle ne se vérifie pas si le ciel est tout à fait couvert et si la pluie est fréquente et abondante, mais seulement lorsque le ciel est parcouru par des nuages isolés et qu'il se produit par intervalles des averses suivies d'éclaircies.

La cause de ces changements rapides de pression paraît très-simple. Dans les circonstances que j'ai indiquées, l'état hygrométrique de l'air n'est pas très-élevé. La pluie qui tombe d'un nuage traversant un espace non saturé s'évapore en partie et cette vapeur, développée sur place, donne lieu à un accroissement local de la pression, accroissement très-faible en général, mais qui peut dans certaines pluies d'orage atteindre 2^{mm} de mercure. L'influence d'une grande quantité de vapeur produite brusquement en un point suffit pour amener une pareille variation.

La diminution de pression qui se manifeste pendant les orages

peut s'expliquer par un phénomène inverse. Tout le monde a pu remarquer en effet que les nuages orageux se forment sur place; sans chercher les causes qui provoquent cette condensation, où l'état électrique de l'air et peut-être l'ozone jouent sans doute un rôle important, il est certain qu'elle a lieu très-rapidement, et le

Fig. 2.



1er juillet 1879. — 14 août 1879.

9 juillet 1879. — 10 juillet 1879.

passage d'une certaine quantité d'eau de l'état de vapeur à l'état de gouttelettes doit donner lieu à une diminution de la pression. On constate d'ailleurs sur les courbes que la chute de pression se fait généralement d'une manière plus lente et à différentes reprises, tandis que l'accroissement est beaucoup plus brusque.

Enfin, si l'on réfléchit que l'accroissement de pression en un point peut être produit par une pluie qui tombe à une certaine distance, et que dans l'air lui-même il peut se manifester des condensations et des évaporations partielles de nuages, on verra que le changement d'état de l'eau atmosphérique permet de rendre compte de toutes les bizarreries que présentent les variations de la pression en temps d'orage. C'est une idée que je soumets à l'examen

des météorologistes pour appeler leur attention sur ce point; on constate des effets analogues au moment où les brouillards se condensent ou se dissipent, et peut-être qu'en suivant de plus près ces phénomènes si curieux on pourra mieux en déterminer le mécanisme.

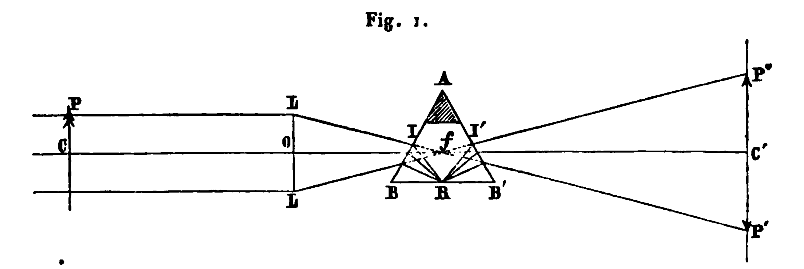
SUR L'APPAREIL REDRESSEUR DE M. DUBOSCQ;

PAR M. BERTIN.

Les appareils de projection, comme la lanterne magique, donnent toujours des images renversées. Le plus souvent cela n'a pas d'inconvénients, parce qu'on peut renverser l'objet; mais il est des cas où l'objet doit rester droit, et alors on n'a plus d'autre ressource que de redresser l'image. Pour obtenir ce résultat, M. Duboscq a eu l'idée de recevoir les rayons qui iraient former l'image renversée sur un prisme à réflexion totale, où ils se réfléchissent en donnant une image symétrique de la première et par conséquent redressée par rapport à l'objet.

Considérons une lentille LL (*fig.* 1) tournée vers le Soleil. Elle

Fig. 1.



recevra de cet astre un faisceau cylindrique de lumière qu'elle transformera en un faisceau conique, convergent à son foyer f. Ce foyer ne sera pas un point, mais un petit cercle, qui, vu du centre optique de la lentille, sous-tendra un angle d'environ 0°,5, comme le Soleil, ce qui lui assigne un diamètre d'environ $\frac{1}{100}$ de la longueur focale $\left(\text{exactement } d = \frac{f}{107}\right)$. La lumière sortant de

la lentille formera donc un tronc de cône dont la grande base sera la lentille et la petite base l'image focale du Soleil ; à partir de cette image, le faisceau deviendra divergent et ira éclairer le tableau. C'est dans ces faisceaux coniques opposés par le sommet qu'il faut chercher les pinceaux lumineux qui nous donneront les images des objets.

Un objet CP, placé en avant de la lentille et supposé transparent, sera éclairé par le Soleil de telle sorte, que chacun de ses points, tels que P, sera le sommet d'un cône de o°,5. Ce pinceau conique découpera sur la lentille un cercle de diamètre d' plus grand que le diamètre d de l'image focale du Soleil, si nous supposons que l'objet est à une distance de la lentille plus grande que sa longueur focale. Ce pinceau divergent est transformé par la lentille en un pinceau convergent qui a pour directrice l'image solaire et pour sommet le point P', image du point P (1). Ces pinceaux étant très-petits, nous ne les figurerons pas, pour ne pas compliquer la figure, et nous ne tracerons que leurs axes PL et LP'.

Voilà ce qui arriverait si on laissait les rayons se propager librement derrière la lentille; mais il n'en sera plus de même si on les reçoit, un peu avant le foyer principal, sur la petite face d'un prisme rectangulaire isoscèle BAB', dont la face hypoténuse soit parallèle à l'axe optique de la lentille. Le faisceau conique, coupé par cette face, se réfractera en pénétrant dans le prisme, rencontrera la face hypoténuse en R sous un angle plus grand que l'angle limite,

---

(1) On peut déduire de là l'équation des lentilles, car, si p désigne la distance de la lentille à l'objet et f sa longueur focale, on a d'abord

$$\frac{d'}{d} = \frac{p}{f};$$

on a ensuite, en appelant p' la distance de la lentille à l'image,

$$\frac{d'}{d} = \frac{p'}{p' - f},$$

d'où

$$\frac{p}{f} = \frac{p'}{p' - f}$$

ou bien

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

s'y réfléchira totalement et, renvoyé vers la seconde face du prisme, s'y réfractera sous le même angle qu'à l'entrée. Il sortira donc retourné d'un demi-tour autour du rayon central OC', qui seul n'aura pas changé de direction. Le pinceau émané du point P, qui d'abord allait converger au point P', suivra la direction LIRI'P" et ira converger au point P", symétrique du point P' par rapport à la surface réfléchissante.

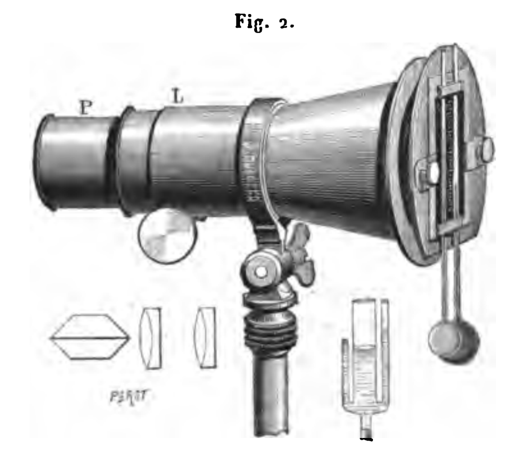
Nous avons supposé la face hypoténuse du prisme horizontale et nous avons eu dans ce cas un redressement vertical. Si l'on tourne le prisme autour de l'axe de la lentille, l'image se déplacera en tournant deux fois plus vite que le prisme. L'image de la flèche CP, par exemple, sera verticale et droite si l'hypoténuse du prisme est horizontale; elle sera verticale et renversée, mais reportée de droite à gauche, si le prisme a sa face hypoténuse verticale; enfin elle sera horizontale si la surface réfléchissante est inclinée à 45°. Il y aura dans ce cas deux positions pour l'image : si l'objet porte une échelle verticale de divisions graduées, l'échelle sera toujours horizontale, mais ses chiffres pourront être droits ou renversés.

Si l'on voulait redresser l'image dans un plan vertical seulement, rien ne serait plus facile : il suffirait de recevoir les rayons sortis de la lentille, un peu avant leur rencontre au foyer, sur un de ces prismes à réflexion totale que l'on a dans tous les cabinets de Physique; on n'aurait pas alors besoin d'un appareil particulier. Mais, si l'on veut produire d'autres retournements, il sera plus avantageux de monter le prisme dans un tube qui fera partie de l'appareil à projection et que l'on pourra faire tourner autour du rayon. C'est précisément ce que M. Duboscq a réalisé dans son redresseur, que représente la *fig.* 2.

L'objet à projeter est ici un thermomètre appliqué contre une échelle divisée sur verre. Pour améliorer les images, la projection se fait à l'aide de deux lentilles achromatiques : la première, la plus voisine de l'objet, a $0^m,36$ de longueur focale, la seconde en a $0^m,26$. Elles sont vissées à l'extrémité d'un tube, et leur distance invariable est de $0^m,06$ à l'extérieur et $0^m,04$ en dedans; le système a alors $0^m,15$ de foyer, comptés à partir de la dernière surface. Le tube porte-lentilles peut s'enfoncer plus ou moins dans un second tube, et celui-ci est mobile au moyen d'un bouton à crémail-

lère. La distance de la première lentille à l'objet est donc variable, mais elle est toujours plus petite que la longueur focale, de sorte que l'objet donnerait dans cette lentille une image virtuelle; celle-ci donne dans la seconde lentille une image réelle, que l'on reçoit sur un tableau blanc à une distance de 2^m ou 3^m. Derrière la seconde lentille, à une distance variable, mais toujours petite, se trouve placé le prisme réflecteur, qui pourrait être unique comme dans la *fig.* 1, mais qui en réalité est double, c'est-à-dire formé de deux prismes rectangulaires dont les faces hypoténuses sont parallèles entre elles et à l'axe optique du système (*fig.* 2).

Fig. 2.



Ce prisme double coupe le faisceau émergent près de sa base, et, quand on opère avec le soleil, on en voit sortir deux faisceaux convergents, dont les foyers sont au delà du biprisme et qui vont porter sur le tableau, l'un, l'image de la partie supérieure de l'objet, et l'autre, l'image de la partie inférieure, de sorte que, en arrêtant l'un des faisceaux, on fait disparaître une moitié de l'image. De plus, les deux moitiés de l'image sont séparées par une bande grise parallèle aux faces hypoténuses des deux prismes qui arrêtent la lumière.

Une pareille disposition est inadmissible : aussi n'est-elle pas normale. Elle a en outre l'inconvénient de restreindre le champ, car une lentille ne peut projeter qu'un objet de même grandeur qu'elle-même, et ici l'objet à projeter a $0^m,08$ de diamètre, tandis

que les lentilles n'en ont que $0^m,045$. Il faut donc agrandir le champ à l'aide d'une nouvelle lentille de grande ouverture, placée devant l'objet, qui servira en même temps de lentille éclairante. Prenons pour cela une de nos lentilles ordinaires, qui ont $0^m,33$ de foyer et $0^m,09$ d'ouverture. Placée à $0^m,02$ en avant de l'objet, elle sera à peu près à $0^m,165$ de la première lentille de projection, et alors voici ce que deviendra le faisceau lumineux lorsque l'appareil sera exposé au soleil. Il sortira de la lentille éclairante un cône de $0^m,09$ de diamètre, qui éclairera l'objet sur un cercle de $0^m,084$ et la première lentille de projection sur un cercle de $0^m,045$, c'est-à-dire sur toute sa surface. La première lentille augmentant la convergence de ce cône, la seconde ne recevra plus qu'un cercle de $0^m,024$; son diamètre pourrait donc être réduit de près de la moitié. Enfin cette lentille augmentera encore la convergence des rayons, qui iront se rencontrer derrière elle, à une distance de $0^m,05$ seulement, sur un cercle qui n'a pas $0^m,002$ de diamètre.

Ce raccourcissement du foyer a pour résultat de faire pénétrer seulement la pointe du cône lumineux dans le biprisme; il arrive alors que ce faisceau tombe très-inégalement sur les deux prismes, soit que leur hypoténuse commune soit en dehors de l'axe, tout en lui étant parallèle, soit que l'axe optique du système ne soit pas dirigé exactement vers le centre du Soleil. On a bien encore deux images, mais l'une est beaucoup plus pâle que l'autre; en général, elles se raccordent mal, et il faut, pour les régler, faire légèrement basculer l'un des prismes à l'aide d'un bouton de rappel que l'on voit, dans la figure, sur le côté du tube porte-prismes.

Au soleil, les résultats sont bien meilleurs avec un seul prisme réflecteur, soit qu'il soit porté sur un pied isolé, soit qu'il soit monté dans un tube qui se visse sur l'appareil à projection. Dans ce cas, l'angle droit du prisme est abattu sur à peu près le tiers de la hauteur (*fig.* 2) et l'axe optique du système passe par le milieu des côtés restants (*fig.* 1).

C'est avec un seul prisme que M. Duboscq avait d'abord construit l'appareil redresseur; mais, comme il le destinait surtout aux projections à la lampe, il a cru reconnaître qu'il gagnait de la lumière en employant deux prismes. La théorie est toujours la même, mais il est impossible de la préciser aussi bien qu'avec le

soleil, parce que les pinceaux lumineux qui forment les images sont moins déliés et les foyers moins précis.

Je me suis étendu un peu longuement sur cet appareil, parce qu'il a été pour moi l'objet d'une étude intéressante sur un cas particulier de l'art difficile des projections.

SUR UN PHÉNOMÈNE ANALOGUE AU PHÉNOMÈNE DE PELTIER;

PAR M. BOUTY.

I. On sait que, quand on décompose par la pile un sel dissous, les deux électrodes sont en général à des températures différentes, mais on n'a formulé à cet égard aucune loi précise; on s'est borné à invoquer des actions chimiques secondaires qui, produites indépendamment du courant, ne provoquent de variation de température qu'au lieu où elles s'effectuent.

Les thermomètres métallisés peuvent être employés avec succès à l'étude de la température des électrodes. On distinguera sans peine les effets calorifiques des effets de contraction précédemment étudiés aux caractères suivants : 1° ils diminuent par l'agitation du liquide ; 2° ils se produisent dans le même sens avec des thermomètres cylindriques ou avec des thermomètres aplatis, sur lesquels la contraction produit des effets inverses; 3° ils s'exagèrent, dans le rapport des dilatations, si l'on substitue aux thermomètres à mercure des thermomètres à air à réservoir métallisé.

Je considérerai d'abord le cas de l'électrolyse du sulfate de cuivre ou de zinc entre deux thermomètres recouverts du même métal. En employant une force électromotrice médiocre (un élément Bunsen par exemple), on constate que le thermomètre positif s'élève, que le thermomètre négatif s'abaisse au-dessous de la température du liquide ambiant. Ce dernier effet, un peu plus faible que le premier, peut être évalué à $\frac{1}{20}$ de degré environ. Si l'on renverse brusquement le sens du courant, le thermomètre, rendu négatif, baisse beaucoup plus vite que si l'on s'était borné à interrompre le courant. L'électrolyte peut être parfaitement neutre ou notablement acide, pourvu qu'il soit assez concentré

pour qu'il n'y ait pas de décomposition de l'eau; le sens du phénomène n'est pas modifié.

Il y a donc au pôle positif, où le métal se dissout, une source permanente de chaleur; au pôle négatif, où il se dépose, une source de froid; l'une et l'autre paraissent très-sensiblement égales et proportionnelles à l'intensité du courant. La chaleur dégagée d'après la loi de Joule, c'est-à-dire proportionnellement à la résistance et au carré de l'intensité du courant, s'ajoute algébriquement à la chaleur dégagée ou absorbée par ces sources, de telle sorte que l'élévation de température au pôle positif est plus forte que la baisse au pôle négatif, et que, quand le courant est suffisamment énergique (trois ou quatre éléments Bunsen), cette baisse fait place à une élévation toujours plus faible qu'au pôle positif.

Pour interpréter ces phénomènes, il ne semble pas que l'on puisse avoir recours aux actions chimiques secondaires, lesquelles ne peuvent que produire de la chaleur, sauf le cas où elles s'accompagnent de dégagements de gaz. Or, dans l'électrolyse du sulfate de cuivre concentré produite par un élément Daniell, on ne voit pas de traces de décomposition de l'eau, et cependant la baisse au pôle négatif est très-nette. De plus, si l'on électrolyse, entre deux thermomètres cuivrés, de l'eau acidulée par l'acide sulfurique, on n'observe aux deux pôles, quelle que soit l'intensité du courant, qu'une très-faible élévation de température, jamais de baisse.

Il faut donc attribuer les phénomènes observés soit à l'action chimique principale, soit à une cause analogue à celle qui échauffe ou refroidit les soudures métalliques suivant le sens du courant qui les traverse.

Dans le premier cas, on admettra qu'une partie seulement de la chaleur résultant de la dissolution du cuivre prend part à la production du courant, que celle-là seule se distribue dans les résistances interpolaires conformément à la loi de Joule, que l'excès se dégage aux abords immédiats de l'électrode positive et y produit un échauffement proportionnel à la quantité de cuivre dissous, c'est-à-dire à l'intensité du courant. On conçoit alors que le courant ne pourra fournir à l'électrode négative une quantité de chaleur équivalente à celle qui est absorbée par le dépôt de cuivre; le reste sera emprunté au liquide ambiant sous forme de chaleur sensible, d'où le refroidissement observé. On remarquera que cette

explication ne se suffit pas à elle-même, car il faudrait recourir à des hypothèses nouvelles pour déterminer la proportion suivant laquelle doit se faire le partage de la chaleur utilisée par le courant et de la chaleur locale, aux dépens d'une action chimique considérée à tort ou à raison comme simple.

Si l'on assimile la surface de contact cuivre-sulfate de cuivre à une soudure métallique qui s'échaufferait quand le courant passe du cuivre au sulfate, se refroidirait quand il passe du sulfate au cuivre, on est conduit à admettre qu'entre deux lames de cuivre, l'une chaude, l'autre froide, toutes deux placées au sein du sulfate de cuivre, il doit se produire un courant thermo-électrique, et que le cuivre chaud est à l'extérieur le pôle positif. Or l'existence de ce courant, se produisant dans le sens privé, a été constatée par divers expérimentateurs dont je vais rapporter sommairement les observations.

M. Pacinotti (¹) prit deux vases de cuivre sans soudure, les disposa concentriquement et remplit l'intervalle d'une solution concentrée d'azotate de cuivre. Refroidissant ensuite le vase extérieur dans de la glace, tandis que le vase intérieur était échauffé par un courant de vapeur, il constata l'existence d'un courant dirigé à l'extérieur du cuivre chaud vers le cuivre froid; la force électromotrice, mesurée par la méthode de Ohm, croissait assez régulièrement avec la différence des températures. En remplaçant les vases de cuivre par des vases de zinc, l'azotate de cuivre par du sulfate de zinc, il trouve une force électromotrice encore plus considérable, qu'il croit pouvoir évaluer à celle de 1 élément Daniell quand on établit entre les deux vases une différence de température de 180°. Le pôle chaud est le pôle positif.

M. Ed. Becquerel (²) a constaté que, quand on porte deux lames métalliques à des températures différentes au sein d'une dissolution du même métal, il se produit un courant thermo-électrique et que le métal chaud est le pôle positif à l'extérieur. Pour le cuivre et le sulfate de cuivre et une différence de température de 100°, la force électromotrice ainsi développée serait 0,054 de Daniell.

(¹) Pacinotti, *Cimento*, t. XIX, p. 234; 1865.

(²) Ed. Becquerel, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 4ᵉ série, t. VIII, p. 392; 1866. M. Pellat a trouvé tout récemment, pour la force thermo-électrique de contact entre le cuivre et le sulfate de cuivre, un nombre presque identique à celui de M. Ed. Becquerel.

M. Bleekrode ([1]) employa deux verres à expérience réunis par un siphon : l'un était refroidi dans la glace, l'autre chauffé dans une étuve, tous deux remplis d'une même solution métallique et pourvus d'électrodes du métal dissous. La force électromotrice du système fut mesurée par la méthode de Fechner. Le courant va du pôle chaud au pôle froid à l'extérieur ; avec le sulfate de cuivre, le chlorure de zinc, l'acétate d'argent, la force électromotrice croît assez rapidement avec la température.

L'existence bien constatée de ces courants thermo-électriques implique les phénomènes d'échauffement et de refroidissement des surfaces de contact, tels que je les ai observés, et en fournit une explication complète, indépendante de l'action chimique. Toutefois, il faut bien reconnaître qu'il est impossible de faire passer un courant du cuivre au sulfate de cuivre, ou inversement, sans transporter du cuivre de l'électrode positive à l'électrode négative; la double action chimique d'où résulte ce transport est pratiquement inséparable de l'effet Peltier, comme l'électrolyse est inséparable de la conductibilité électrique des liquides. Le phénomène que j'observe est donc plus compliqué que celui qui se produit à la surface de contact de deux métaux; mais, puisque tous deux sont proportionnels à l'intensité du courant et réversibles, il est légitime de les rapprocher, comme on réunit, au point de vue de la chaleur dégagée par le courant, la conductibilité métallique et la conductibilité électrolytique.

II. Dans les cas particuliers qui viennent d'être examinés, les actions chimiques secondaires n'ont pas d'influence marquée; mais il est bien clair qu'il peut en être autrement quand l'électrolyse est accompagnée de dégagements gazeux et que la polarisation est énergique. L'expérience montre alors qu'il faut distinguer l'effet thermique initial dépendant de l'état antérieur des électrodes, et l'effet permanent en général beaucoup moins accusé : il n'est d'ailleurs nullement évident, *a priori,* que les deux électrodes polarisées en sens inverse doivent toujours être assimilées à une soudure métallique *unique,* parcourue par le courant dans deux directions opposées, plutôt qu'à deux soudures distinctes. Des

(1) Bleekrode, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVIII, p. 571; 1869.

expériences comparatives sur les effets thermo-électriques et électro-thermiques pourraient seules élucider la question.

Malheureusement, les expériences de thermo-électricité que l'on possède, en dehors de celles qui ont été signalées ci-dessus, ont été faites dans des conditions qui ne permettent pas de distinguer assez nettement l'effet initial de l'effet permanent, d'où il résulte qu'elles sont parfois contradictoires entre elles. Nobili (1), Walker (2), Henrici (3) se sont bornés à plonger dans l'électrolyte deux lames (de platine par exemple) chauffées d'avance à des températures différentes; Faraday (4) plongeait les deux lames, à la même température, dans les deux branches inégalement chaudes d'un tube en U, contenant l'électrolyte. Ni l'une ni l'autre méthode ne sont correctes, et les résultats qu'elles ont fournis ne peuvent servir qu'à titre d'indications préliminaires et provisoires.

Je me bornerai à dire qu'il y a, en général, concordance entre le sens indiqué du courant thermo-électrique et l'effet thermique *permanent* que j'observe aux deux électrodes. Dans tous les cas bien constatés, c'est le métal chaud qui est à l'extérieur le pôle positif (tout au moins tant que la température des surfaces de contact ne s'écarte pas beaucoup de la température ordinaire); c'est aussi le pôle positif qui se trouve le plus chaud dans toutes celles de mes expériences où il est possible de constater à coup sûr une différence entre les températures permanentes des électrodes.

III. Je terminerai en indiquant, dans quelques cas remarquables, le sens du phénomène initial, parfois très-différent de l'effet permanent.

Quand on électrolyse de l'eau acidulée par l'acide sulfurique (5) entre deux thermomètres recouverts de platine et non polarisés, on observe au pôle positif une élévation de température très-considérable, tandis qu'au pôle négatif il n'y a qu'un échauffement faible ou nul, suivant l'intensité du courant employé. Tel est l'effet permanent. Mais, quand le thermomètre platiné que l'on place

(1) Nobili, *Schweigg. Journ.*, t. LIII, p. 273; 1828.
(2) Walker, *Ann. de Pogg.*, t. IV, p. 327; 1825.
(3) Henrici, *Ann de Pogg.*, t. LXXIX, p. 171 et 473; 1850.
(4) Faraday, *Experimental researches*, 17e série; 1839 à 1852.
(5) Eau acidulée au $\frac{1}{10}$.

au pôle négatif a servi pendant quelque temps d'électrode positive, il commence par baisser très-notablement (parfois de plus de $\frac{1}{5}$ de degré) au-dessous de la température du liquide ambiant; cet effet peut même se reproduire sept ou huit fois de suite, bien qu'avec une intensité décroissante, si l'on ouvre et ferme alternativement le circuit, en ayant soin d'agiter le liquide dans les intervalles. Si l'on remplace l'acide sulfurique par l'acide chlorhydrique, l'effet définitif est très-faible aux deux pôles, mais ils s'échauffent très-fort à chaque inversion; enfin, avec le chlorure de platine, on observe à chaque renversement du courant un refroidissement de l'électrode positive, qui, à l'état permanent, est la plus chaude, un fort échauffement de l'électrode négative, qui est normalement la plus froide.

Le sulfate double d'ammoniaque et de nickel, électrolysé entre deux thermomètres nickelés, donne à chaque inversion un très-fort échauffement des deux pôles. Tant que dure cet effet, le dégagement gazeux dont les électrodes sont le siége est suspendu; il reprend avec énergie au bout de peu d'instants, et les deux électrodes reviennent à des températures peu différentes de celle du liquide, le thermomètre positif demeurant toujours le plus chaud. Je rappelle que le nickel absorbe de l'hydrogène et donne lieu à un phénomène particulier de constriction étudié ci-dessus. Il est évident que les dégagements de chaleur constatés au moment de l'inversion du courant tiennent à la combinaison des gaz occlus dans le métal; c'est pourquoi le dégagement est suspendu pendant cette période.

RÉGULATEUR DE TEMPÉRATURE;

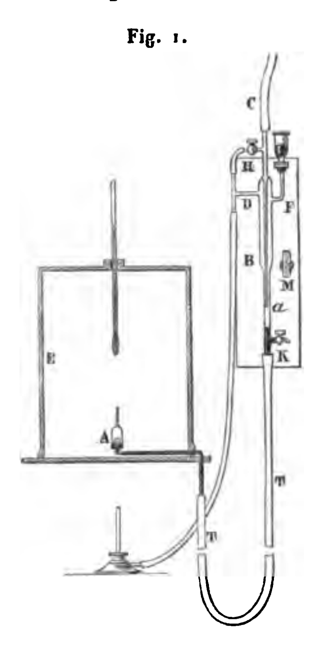
PAR M. RENÉ BENOIT.

M. Andreæ, d'Harlingen, a décrit (¹) un thermo-régulateur, fondé sur la variation de la tension maximum d'une vapeur saturée avec la température. C'est un simple tube de Mariotte, de petites dimensions, rempli de mercure jusqu'à un certain niveau. Dans la courte

(¹) *Annales de Wiedemann*, nouvelle série, t. IV, p. 614.

branche fermée, on a fait passer quelques gouttes d'un liquide dont la température normale d'ébullition est un peu inférieure à celle que l'on veut obtenir. Dans la grande branche est disposé un interrupteur du gaz, analogue à celui qui existe dans les régulateurs déjà connus. Un tube intérieur concentrique amène le gaz d'éclairage, qui descend jusqu'à son orifice inférieur, remonte dans l'espace annulaire compris entre les deux tubes et s'échappe par un conduit latéral, qui le mène au brûleur. Les oscillations de la colonne mercurielle, refoulée par la tension de la vapeur, règlent

Fig. 1.



l'afflux du gaz qui chauffe le bain dans lequel est placé l'appareil. Ce régulateur est très-simple et très-sensible; mais il ne peut fonctionner qu'entre des limites de température très-étroites, à moins de changer le liquide volatil introduit dans la petite branche. Pour éviter cet inconvénient, j'ai adopté la disposition suivante, qui permet de faire varier à volonté, entre des limites très-étendues, la pression sous laquelle se produit la vaporisation de ce liquide.

A est un petit réservoir destiné à contenir le liquide volatil, et auquel on peut donner une forme quelconque suivant la disposition de l'étuve E, dans laquelle il doit être introduit; c'est ici une

ampoule de verre, mince, soufflée à l'extrémité d'un tube et étirée en pointe pour la facilité du remplissage. En B, est représenté l'interrupteur du gaz, qui, amené par le tuyau C, descend jusqu'à l'orifice *a*, et s'échappe par le tube latéral D, d'où il est conduit au brûleur. Celui-ci est mis, en outre, en communication directe avec la prise C par un deuxième canal H, muni d'un robinet, qui laisse passer constamment une petite quantité de gaz et maintient le bec en veilleuse quand, par l'effet du jeu de l'appareil, le passage se trouve fermé en *a*. Deux autres tubes F, K servent à ajouter ou à enlever du mercure suivant les besoins. Cette partie de l'appareil est fixée sur une planchette mobile le long d'une glissière, sur laquelle elle peut être fixée à une hauteur quelconque par une vis de pression M.

Le réservoir A et l'interrupteur B sont réunis par un tube en caoutchouc épais TT. Le tout a été rempli de mercure, et une petite quantité d'alcool méthylique a été introduite dans le réservoir. Ce liquide bout à 65°, et les tensions de sa vapeur sont, d'après Regnault :

10°	50mm	60°	580mm
20	89	70	857
30	150	80	1238
40	244	90	1742
50	382	100	2405

Ainsi, avec une course totale de 2m, l'appareil peut être réglé pour une température quelconque jusque vers 100°. Il est évident d'ailleurs que, suivant les limites de température entre lesquelles on désire opérer, il peut y avoir avantage à choisir un autre liquide, plus ou moins volatil, ou même un mélange dont les tensions de vapeur sont intermédiaires entre celles des éléments qui le forment.

Pour obtenir dans l'étuve une température donnée, il faut régler l'appareil de manière que, le niveau intérieur du mercure se trouvant au bas du réservoir A et son niveau extérieur à l'orifice *a*, la distance entre ces deux niveaux, augmentée de la pression atmosphérique, soit égale à la tension maximum de la vapeur à cette température. Ce réglage se fait immédiatement au moyen d'une règle divisée, fixée à la glissière.

Par suite du faible volume du réservoir et de la rapidité avec laquelle s'établit la tension maximum de la vapeur, l'appareil est extrêmement sensible ; les tensions croissant d'ailleurs plus vite que les températures, la sensibilité va en augmentant à mesure que celles-ci s'élèvent.

Il est facile de se rendre compte de l'influence que peuvent exercer sur la marche du régulateur les variations de la pression du gaz d'éclairage et celles de la pression atmosphérique. Ces variations sont, en général, trop faibles pour avoir, surtout aux températures élevées, un effet bien sensible. Dans une petite étuve métallique, convenablement protégée contre le refroidissement extérieur et les causes de variations brusques, j'ai pu obtenir des températures assez constantes, jusqu'à 95°, pour que, pendant cinq ou six heures consécutives, les oscillations n'aient pas atteint un dixième de degré.

G. WIEDEMANN. — Ueber die Torsion (Sur la torsion); *Annalen der Physik und Chemie,* nouvelle série, t. VI, p. 485; 1879.

M. Wiedemann s'est particulièrement attaché à l'étude de la torsion et de la flexion des solides considérée soit en elle-même, soit dans ses rapports avec les phénomènes magnétiques. Il a établi notamment que les actions mécaniques même les plus faibles produisent sur les solides des déformations permanentes et qu'il n'y a pas à proprement parler de limite d'élasticité. Aux nombreux résultats d'expérience qu'il a publiés à ce sujet de 1858 à 1862, il en ajoute de nouveaux dans le Mémoire actuel, en s'attachant uniquement au phénomène de la torsion.

Les fils métalliques sur lesquels M. Wiedemann a opéré sont des fils de laiton de $0^{m},480$ de longueur et de $0^{m},002$ de diamètre, tendus par un poids de 10^{kg} environ. Une disposition convenable permet de tordre le fil sans secousse, au moyen d'une poulie chargée d'un poids p, et d'observer la torsion temporaire ou permanente produite. Même avec un poids qui ne dépasse pas 30^{gr}, on peut constater une faible torsion permanente; mais celle-ci croît beaucoup plus rapidement avec la charge que la torsion temporaire.

Dans le Tableau suivant, T désigne la torsion observée au premier instant. Cette torsion croît peu à peu jusqu'à une valeur T_1; quand elle a cessé d'augmenter, on supprime le poids p et l'on observe une torsion résiduelle P_1, qui décroît peu à peu jusqu'à une limite P : c'est la torsion permanente proprement dite. Toutes les expériences contenues dans le Tableau ont été faites sur un même fil, tordu successivement par des poids croissants de 30 à 140gr; les torsions sont exprimées en unités arbitraires :

p.......	0	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	1[illegible]
T.......	0	312	416	523	628	733	844	956,5	1070	1191	1338	1510	172[illegible]
T_1......	0	312	416	523	628	734	845	959	1074	1204	1351	1543	18[illegible]
....	0	0,6	1,3	2,3	3,8	5,8	9,8	16	26,3	44	73,3	132.8	253
P_1......	0	0,6	1,3	2,3	3,8	5,8	9,8	16	26,3	43,3	71,8	130	[illegible]45
$T_1 - P_1$..	0	311,4	414,7	520,7	624,2	728,2	835	943	1048,7	1160,7	2179	1413	157[illegible]
.....	(3.103,8)	103,3	106	103,5	104	101,8	108	105,7	112	119,5	134	162	

Les chiffres de la dernière colonne horizontale montrent que l'effet temporaire d'une même addition au poids p produisant la torsion va en croissant avec la valeur absolue de ce poids.

Si l'on recommence l'expérience avec les poids 0, 30, 40, ..., la torsion permanente acquise par l'effet du poids de 140gr se conserve sans altération; la torsion temporaire $T_1 - P_1$ reprend les valeurs consignées dans le Tableau précédent. J'ai signalé le même phénomène pour les moments magnétiques permanents ou temporaires dans le cas des aimantations successives.

Les analogies entre les phénomènes de l'aimantation et de la torsion sont sans doute loin d'être complètes. Par exemple, quand on fait agir une force magnétisante sur un barreau, on n'observe jamais que le moment total acquis temporairement augmente avec la durée du courant, comme le fait la torsion T par une action prolongée du poids p; de même on n'observe pas de diminution du moment permanent analogue à celle de P, mais dans la plupart des cas les caractères généraux de l'aimantation et de la torsion sont les mêmes. M. Wiedemann observe l'effet de torsions répétées soit alternativement en sens contraires soit toujours dans le même sens, et retrouve les phénomènes des aimantations et désaimantations successives ou des réaimantations. Sur ce dernier point, je signalerai une analogie qu'il ne mentionne point.

J'ai démontré (¹) que les moments magnétiques acquis par un barreau d'acier, soit temporairement, soit d'une manière permanente, par x passages successifs à la spirale et sous l'influence d'une force magnétisante invariable, sont représentés par une formule empirique

$$y = A - \frac{B}{x},$$

dans laquelle A et B sont deux constantes. Je trouve que la même formule s'applique aux expériences faites par M. Wiedemann sur la torsion initiale produite par l'action répétée d'un même poids p. En voici deux exemples :

Poids produisant la torsion $p = 100^{gr}$ (²).

Nombre des torsions.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	9.	14.
T observé..	1952	2078	2113	2133	2138	2144	2154	2165
T calculé..	1952	2070	2110,60	2129	2140,8	2148,67	2162,89	2170,64

Poids produisant la torsion $p = 110^{gr}$ (³)
(Expérience faite à 100°).

Nombre des torsions.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
T observé..	1475	1501	1511	1516	1519	1522	1524	1524,2	1524
T calculé..	1475	1504	1511,33	1517	1519,8	1521,66	1523	1524	1524,78

Les différences ne dépassent pas la limite des irrégularités dont sont nécessairement entachées des expériences de cette espèce. La formule s'applique d'ailleurs beaucoup moins bien aux valeurs de T_1, P et P_1, et il ne faut pas en être surpris, puisque l'accroissement $T_1 - T$ ainsi que le décroissement $P - P_1$ sont étrangers aux phénomènes magnétiques, lesquels sont instantanés. Il est probable que la formule empirique s'appliquerait rigoureusement aux valeurs de P, si l'on répétait les expériences de M. Wiedemann en supprimant le poids p aussitôt après l'observation de T, pour lire aussitôt la valeur initiale P de la torsion permanente.

(¹) *Journal de Physique*, t. III, p. 318; *voir* aussi *Études sur le magnétisme*, Ire Partie (*Annales de l'École Normale*, t. III, p. 20).
(²) Wiedemann, p. 502 du Mémoire.
(³) *Ibid.*, p. 498.

Il serait trop long de suivre M. Wiedemann dans le détail des expériences qu'il a réalisées pour étudier l'influence de la charge qui tend le fil tordu, des secousses imprimées au fil pendant la torsion, par exemple par une suppression brusque de la charge, etc. Les petites secousses augmentent la torsion temporaire et diminuent la torsion permanente; elles agissent de même sur l'aimantation.

Quand on tord un fil bien recuit dans un sens, puis dans l'autre, les deux torsions se superposent sans se détruire, comme on peut s'en assurer par l'observation de la flexion des stries longitudinales que présente toujours le fil. On sait qu'il en est de même de deux aimantations de sens contraires. Les points conséquents que j'ai signalés dans certains cas (1) correspondraient-ils aux inflexions que M. Wiedemann a reconnues sur les stries?

L'auteur termine son Mémoire par une étude sur les oscillations des fils tordus. Les expériences sur la torsion effectuée alternativement en sens contraires établissent que la loi des oscillations ne peut être que fort compliquée, car à chaque position que prend le fil oscillant correspond une position d'équilibre particulière. De plus, les premières oscillations ne sont pas comparables entre elles; ce n'est qu'après un très-grand nombre d'oscillations que le fil est *accommodé* pour vibrer d'après une loi invariable, puisque ce n'est qu'après un grand nombre de torsions et de détorsions qu'on observe une torsion et une détorsion permanentes fixes. Les expériences de M. Wiedemann mettent en évidence cette accommodation, mais elles ne conduisent à aucune loi empirique bien déterminée. L'étude de la torsion ne peut donc être considérée comme épuisée. L'auteur promet d'y revenir dans de nouveaux Mémoires, en insistant notamment sur les relations de la torsion et du magnétisme, qui n'ont été envisagées par lui que d'une façon très-incomplète dans le Mémoire actuel. E. Bouty.

---

(1) *Journal de Physique*, t. V, p. 349, et *Annales de l'École Normale*, 2e série, t. V, p. 154.

HUGHES. — Induction-balance and experimental researches therewith (Balance d'induction et recherches expérimentales auxquelles elle s'applique); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 50; 1879.

Cet instrument est composé : 1° d'une pile de trois éléments Daniell, dont le courant traverse un microphone accompagné d'une horloge pour produire les sons; 2° de la balance décrite plus loin; 3° d'un sonomètre électrique; 4° d'un téléphone récepteur.

La balance est formée de quatre bobines égales, d'une hauteur de $0^m,1$, d'un diamètre extérieur de $0^m,055$, présentant un espace intérieur vide de $0^m,03$ de diamètre, et recouvertes de 100^m de fil de cuivre n° 32. Ces quatre bobines forment deux groupes placés assez loin l'un de l'autre pour n'exercer aucune action réciproque. Chaque groupe est formé d'une bobine inductrice (a, a') et d'une bobine induite (b, b') placées bout à bout, en laissant entre elles un intervalle de $0^m,005$.

Le sonomètre électrique est formé de deux bobines inductrices (c, e) semblables aux précédentes, fixées aux deux extrémités d'une règle horizontale de $0^m,40$ divisée en millimètres. Le long de cette règle peut se mouvoir une bobine induite d.

Le courant de la pile, après avoir traversé le microphone, arrive à un commutateur qui peut le faire passer soit dans la balance, où il traverse successivement les deux bobines inductrices a, a', soit dans le sonomètre, où il traverse en sens contraire les bobines c et e.

Le circuit du téléphone traverse les bobines induites b, b', en sorte que leurs courants le parcourent en sens contraire, puis la bobine induite d du sonomètre.

Si on lance le courant de la pile dans le sonomètre en plaçant la bobine d à égale distance des bobines c et e, il ne se produira aucun son dans le téléphone. On obtiendra un son d'intensité croissante, à mesure qu'on rapprochera d de l'une des extrémités de la règle, et cette intensité pourra être caractérisée par l'indication de la règle qui lui correspond.

D'autre part, si l'on ne met rien dans les bobines de la balance, il ne se produira aucun son quand on y fera passer le courant;

mais, si l'on place entre deux de ces bobines un fragment de métal, ce métal sera parcouru par des courants induits qui réagiront sur les bobines elles-mêmes et produiront dans le téléphone un son plus ou moins intense, suivant la nature, la masse et la structure du métal introduit. On fera passer le courant alternativement dans la balance et dans le sonomètre, et l'on déplacera la bobine *d* de ce dernier jusqu'à ce que les sons obtenus dans les deux cas soient de même intensité. L'indication du sonomètre mesurera alors l'action du fragment de métal introduit dans la balance.

Pour éviter la production de sons très-intenses difficiles à apprécier, on peut compenser l'action des pièces de métal à étudier en plaçant du côté opposé de la balance des masses dont l'action est déjà connue. M. Hughes a employé souvent avec succès un compensateur formé d'une lame de zinc graduée, longue de $0^{m},200$, large de $0^{m},023$, ayant à une de ses extrémités $0^{m},004$ d'épaisseur et se terminant en arête vive à l'autre bout.

Cet instrument est d'une extrême sensibilité. Il permet d'apprécier, par exemple, entre deux pièces de monnaie, identiques en apparence, des différences de poids ou de température imperceptibles par tout autre moyen, quand on les place au centre de l'espace qui s'étend entre les bobines de chaque paire. L'auteur a obtenu en particulier des résultats en frottant l'une des pièces entre les doigts ou en soufflant sur elle.

On a comparé les effets produits par des disques de différents métaux ou alliages, présentant la forme et la dimension d'un shilling anglais. On a trouvé des nombres très-différents, variant depuis 125 pour l'argent pur jusqu'à 6 pour l'alliage de zinc et d'antimoine. Cet instrument permet, en conséquence, d'apercevoir les différences légères de composition qui peuvent exister entre deux pièces de monnaie de la même valeur.

Tous ces effets sont produits par les courants qui circulent dans les métaux, car on n'obtient aucun résultat quand on introduit un fil de cuivre enroulé en spirale non fermée ou quand, la spirale étant plane et fermée, son plan est perpendiculaire à celui des fils des bobines, tandis qu'on entend un son si le plan de la spirale est parallèle à celui des fils. Avec des fils de fer, le résultat se complique des effets de l'aimantation. Les effets varient, en général, beaucoup avec la position qu'on fait occuper au métal.

En résumé, la balance d'induction permet d'observer tous les changements moléculaires produits dans les métaux par diverses forces, telles que la chaleur, l'électricité, le magnétisme, la tension, la torsion, la pression. G. FOUSSEREAU.

W. CHANDLER ROBERTS. — Note on the examination of certain alloys by the aid of the induction-balance (Note sur l'étude de certains alliages à l'aide de la balance d'induction); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t. VIII, p. 57; 1879.

M. Roberts a étudié différents alliages avec la balance d'induction. Il a comparé ses résultats avec ceux que M. Mathiessen a obtenus relativement à la conductibilité électrique des alliages et qu'il a pris pour base d'une classification. Les alliages malléables sont amenés à l'état de pièces de $0^m,024$ de diamètre et de $0^m,0013$ d'épaisseur. Pour les alliages d'étain et de cuivre, qui ne sont pas tous malléables, on a dû adopter des dimensions différentes.

Comme type du premier groupe de Mathiessen, l'auteur étudie les alliages de plomb et d'étain. L'action inductrice croît d'une façon sensiblement régulière du plomb à l'étain.

Comme exemple du second groupe, on a choisi les alliages d'or et d'argent. La courbe des résultats passe nettement par un minimum pour l'alliage contenant 35,5 pour 100 d'argent et qui correspond à la formule AuAg (Au^2Ag d'après la notation la plus usitée en France). Dans ces deux cas, l'accord avec la courbe des conductibilités est satisfaisant.

Les alliages de cuivre et d'étain ont été pris pour type du troisième groupe. Leurs différences de couleur et de cassure faisaient prévoir un résultat assez complexe. En effet, en partant du cuivre pur, la courbe présente un minimum correspondant à la formule $SnCu^4$, puis un maximum pour $SnCu^3$ et un nouveau minimum moins marqué pour $SnCu^2$. D'après les recherches de M. Riche sur les densités de ces alliages, les deux premières formules au moins paraissent correspondre à des combinaisons définies. L'accord avec la courbe des conductibilités n'est pas aussi complet que dans les cas précédents, ce qui tient vraisemblablement à la difficulté d'obtenir des alliages bien homogènes de toute composition.

La délicatesse de cette méthode de recherches paraît destinée à rendre quelques services à l'industrie métallurgique. M. Roberts a étudié avec une attention particulière les alliages d'argent et d'or contenant de o à 5 pour 100 de ce dernier métal. Il trouve que le procédé peut signaler des différences très-faibles dans leur composition, pourvu qu'il n'y entre aucun autre métal.

G. Foussereau.

W.-A. AYRTON et J. PERRY. — A new theory of terrestrial magnetism (Nouvelle explication du magnétisme terrestre); *Phil. Magazine*, juin 1879.

On sait que M. A. Rowland a montré par l'expérience que le mouvement d'un corps électrisé agit à distance sur l'aiguille aimantée comme le ferait un courant électrique. Les auteurs expliquent le magnétisme terrestre par une action de ce genre : la Terre serait chargée d'électricité, et elle agirait sur l'aiguille aimantée en vertu de son mouvement de rotation diurne; l'action de chaque point de la surface terrestre sur l'aiguille serait due à la vitesse relative de ce point par rapport à l'aiguille. Puisqu'on connaît la grandeur de la force magnétique terrestre, on peut calculer la charge électrique qu'il faut attribuer à la Terre et le potentiel correspondant. Le potentiel est égal, d'après le calcul des auteurs, à la différence des potentiels qui existent aux pôles d'une pile de 54 millions d'éléments Daniell. Cette tension serait capable de donner dans l'air une étincelle de 400^{pi} de long.

G. Lippmann.

F. AUERBACH. — On the passage of the galvanic current through iron (Sur le passage du courant galvanique à travers le fer); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 1; 1879.

Les divers physiciens qui se sont occupés du passage des courants électriques dans le fer ont obtenu des résultats dont le désaccord partiel semble tenir aux propriétés magnétiques exceptionnelles de ce métal. M. Auerbach se propose d'étudier : 1° l'in-

fluence de l'aimantation des tiges et des fils de fer sur leur résistance au passage des courants; et 2° la production des extra-courants de rupture et de fermeture qui ont été signalés par Villari dans le circuit d'une pile fermée par un fil de fer *rectiligne*, et que G. Wiedemann attribue à la production d'une aimantation transversale. Il a employé pour ses mesures de résistances la méthode du pont de Wheatstone, et s'est servi successivement d'un galvanomètre de Wiedemann et d'un galvanomètre de Magnus très-sensible.

La plus grande difficulté consiste à éliminer l'influence des variations de température, car, d'après les expériences antérieures de MM. Thomson, Beetz et Chwolson, il suffirait d'une élévation de température de 0°,2 pour amener une variation de résistance équivalente à celles que fournissent les plus grandes modifications magnétiques. La quantité de chaleur fournie par le courant qui traverse le fer pendant la faible durée de son passage est très-petite. On l'élimine en comparant le résultat obtenu après l'aimantation avec la moyenne de ceux qu'on obtient avant l'aimantation et après la désaimantation. Les variations provenant de la température ambiante peuvent être aussi facilement évitées ou éliminées. Reste la chaleur envoyée par la spirale magnétisante, qui est formée d'un fil de cuivre enroulé sur un tube de verre dans lequel on a introduit le fil de fer à étudier. Pour arrêter cette chaleur, on choisit un tube de verre très-large; on y introduit un tube épais de caoutchouc, puis un tube de verre plus petit contenant le fil de fer entouré de papier. L'élévation de température étant alors très-réduite, on peut en déterminer l'influence d'une façon suffisante par des expériences comparatives exécutées alternativement avec ou sans le courant producteur de l'aimantation.

Au moment de la fermeture du circuit, les extra-courants de Villari jettent une perturbation assez prolongée. On l'atténue en employant des fils de fer, où ces courants sont faibles, de préférence à des tiges.

Dans chaque expérience, l'auteur détermine la valeur du rapport $\frac{w - w_0}{w_0} = \delta$, w_0 étant la résistance du fil de fer ou d'acier non aimanté, et w la résistance de ce même fil aimanté par un courant d'intensité déterminée. Il arrive aux résultats suivants :

1° Avec des fils de fer recuits, quand l'aimantation est produite par des courants assez faibles, le rapport δ est négatif et croît en valeur absolue avec l'intensité du courant qui traverse le fil de fer.

2° Quand l'aimantation est produite par des courants plus intenses, la valeur de δ devient positive.

3° La variation momentanée de la résistance est en général accompagnée d'une variation permanente, qui modifie peu à peu les résultats si l'on répète les expériences. Quand on change le sens du courant qui traverse un fil aimanté, on observe quelquefois un changement de signe dans la valeur de δ pour les premières expériences.

4° Avec des fils de fer non recuits, on obtient des résultats analogues, mais beaucoup moins marqués. L'influence des extra-courants se prolonge pendant un temps assez long.

5° Les expériences faites avec l'acier, en l'aimantant soit par le courant de quelques éléments Daniell ou Bunsen, soit par le courant beaucoup plus intense de la machine de Gramme, fournissent toutes des valeurs négatives de δ. La diminution de résistance atteint, dans certains cas, 0,03 de la résistance primitive.

6° Les expériences de M. Auerbach sur les extra-courants produits dans le fer sont d'accord avec les résultats antérieurs de MM. Herwig et Streintz. Tout se passe, au moment de la fermeture du circuit, comme si la résistance était augmentée, et, à la rupture, comme si elle était diminuée. Les écarts de l'aiguille du galvanomètre sont moins grands avec l'acier qu'avec le fer; mais ils durent plus longtemps, de sorte que la somme de tous les courants élémentaires est sensiblement la même. Les extra-courants sont plus intenses quand les fils de fer ou d'acier sont aimantés, et ils sont de même sens que dans le cas précédent. Si l'on fait croître la force productrice de l'aimantation, l'intensité des extra-courants croît d'abord rapidement, puis plus lentement.

G. FOUSSEREAU.

Fr. PFAFF. — Einfluss der Temperaturveränderungen und des Druckes auf die doppelte Strahlenbrechung (Influence des variations de température et de la pression sur la double réfraction); *Sitzber. d. phys. med. Soc. zu Erlangen,* 1878.

Dans les cristaux du système rhomboédrique, lorsqu'on élève la température, la double réfraction diminue pour le quartz, elle augmente pour la vésuvienne, le béryl, l'apatite; elle ne change pas pour le spath d'Islande (perpendiculaire à l'axe principal), les carbonates de fer et de magnésie, la tourmaline, la mellite, le ferrocyanure de potassium, le zircon et la cassitérite. Dans le système orthorhombique, elle augmente pour l'arragonite (perpendiculaire à la ligne moyenne), la célestine (parallèle à P); elle diminue pour la topaze, la célestine et le spath pesant (perpendiculaires à la ligne moyenne).

Dans le système clinorhombique, elle diminue pour l'adulaire (parallèle à la ligne moyenne) et le mica, elle augmente pour le gypse (parallèle au premier clivage), elle reste constante pour l'anhydrite, la topaze, l'arragonite (inclinée sur la ligne moyenne), la withérite, le plomb carbonaté, l'adulaire (parallèle à M) et les cristaux biobliques, albite, oligoclase, labrador, anorthite, axinite, cyanite, sulfate de cuivre.

La pression sur toute la surface produit le même effet qu'un abaissement de température sur le carbonate de magnésie, le spath d'Islande, la célestine, le gypse et le spath pesant; les autres ne présentent aucune modification, même ceux qui, comme la topaze et la vésuvienne, sont très-sensibles aux variations de température.

C. Daguenet.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVIII. — Septembre 1879.

Gouy. — *Recherches photométriques sur les flammes colorées,* p. 5.

Fr. de Jussieu. — *Etudes sur les alliages de plomb et d'antimoine et particulièrement sur les liquations et les sursaturations qu'ils présentent,* p. 183.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VIII. — Août 1879.

John Kerr. — *Observations électro-optiques de divers liquides*, p. 85.

H.-A. Rowland. — *Sur la nouvelle théorie du magnétisme terrestre de MM. Ayrton et Perry et sur une nouvelle théorie de l'aurore boréale*, p. 102.

Piazzi Smyth. — *Observations et mesures spectrométriques du carbone et de l'hydrogène carboné*, p. 107.

Silvanus P. Thompson. — *Notes envoyées du laboratoire de Physique du collège de l'Université de Bristol*, p. 129.

Félix Auerbach. — *Passage de courant galvanique à travers le fer*, p. 138.

Tolver Preston. — *Possibilité de rendre compte des changements périodiques de l'univers, basée sur la tendance à l'équilibre de température*, p. 152.

Oliver Heaviside. — *Théorie des câbles électriques*, p. 163.

5e série. — Tome VIII. — Septembre 1879.

John Conroy. — *Distribution de la chaleur dans le spectre visible*, p. 203.

Félix Auerbach. — *Passage du courant galvanique à travers le fer*, p. 217.

John Kerr. — *Observations électro-optiques de divers liquides*, p. 229.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VII. — Année 1879. — N° 8.

L. Meyer. — *Diffusion des vapeurs*, p. 497.

H.-F. Weber. — *Recherches sur la loi élémentaire de la diffusion des liquides*, p. 536.

W. Hittorf. — *Conductibilité électrique des gaz*, p. 553.

W. Hankel. — *Sur l'étincelle du pôle négatif d'un appareil d'induction*, p. 631.

P. Glan. — *Changement de phase produit par la réflexion de la lumière*, p. 640.

P. Glan. — *Densité de l'éther*, p. 655.

E. Ketteler. — *Loi de la dispersion*, p. 658.

A. Schuster. — *Spectre de l'oxygène*, p. 670.

K.-H. Schellbach. — *Généralisation d'un théorème d'attraction*, p. 674.

E. Wiedemann. — *Contribution à l'histoire de la Science chez les Arabes*, p. 679.

DISTILLATION DES LIQUIDES SOUS L'INFLUENCE DE L'ÉLECTRICITÉ STATIQUE;

PAR M. D. GERNEZ.

La recherche de l'influence que peut exercer l'électricité sur l'évaporation des liquides a depuis longtemps occupé les physiciens, qui espéraient trouver en même temps la solution de problèmes plus ou moins obscurs de Météorologie. J'ai abordé la question d'une manière nouvelle, bien qu'extrêmement simple, et je vais indiquer succinctement le résultat de mes expériences, qui mettent en lumière un fait qui n'a pas, à ma connaissance, été signalé jusqu'ici.

Considérons un tube de verre en forme d'U renversé, dont les deux extrémités sont fermées et traversées par des fils de platine; supposons qu'on ait soudé au coude un appendice tubulaire qui permette d'y introduire un liquide, puis de faire le vide dans l'appareil que l'on peut ensuite fermer à la lampe : si l'on met les deux fils, dont la partie située à l'intérieur du tube est noyée dans le liquide, en communication avec les deux pôles d'une machine de Holtz en activité ([1]), on reconnaît que le liquide passe de l'une des branches dans l'autre, toujours dans le sens de l'écoulement de l'électricité positive vers le pôle négatif. Vient-on à changer le sens de la décharge, la distillation se produit aussitôt en sens inverse ([2]).

Ce phénomène est extrêmement net; il est assez rapide dans certains tubes pour que l'abaissement de niveau soit de plus de $0^{m},001$ par minute; il présente du reste une grande régularité. On recon-

([1]) Lorsqu'on fait des expériences prolongées avec la machine de Holtz, il est avantageux de substituer au fourneau alimenté de charbon que l'on dispose sous la machine une rampe de becs de gaz analogue à celle qui sert à chauffer les bains de sable, bien que la combustion du gaz de l'éclairage produise une assez grande quantité de vapeur d'eau.

([2]) Le sens suivant lequel se produit cette distillation est contraire à celui que sembleraient indiquer les recherches de M. A. de la Rive. En effet, d'après ce physicien, « la transmission de l'électricité à travers une colonne gazeuse détermine un mouvement dans les particules du gaz, et ce mouvement semble être une impulsion émanant de l'électrode négative. » (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. VIII, p. 454; 1866.)

naît que, si le débit de l'électricité est uniforme, les changements de niveau sont proportionnels à la durée de l'expérience ; de plus, il se manifeste dans les gaz ou les vapeurs quelle qu'en soit la pression.

On pourrait, *a priori*, être tenté d'attribuer cette distillation à une différence d'échauffement des liquides aux pôles positif et négatif. On sait, en effet, par les expériences de M. A. de la Rive, que, dans les tubes à gaz très-raréfiés, des thermomètres placés au voisinage des deux électrodes indiquent des températures qui dans les premières minutes sont très-différentes, la température étant plus élevée près du pôle positif. Mais il faut remarquer que les différences des températures aux deux pôles vont en diminuant avec le temps et finissent par être nulles ; il en est de même lorsque la force élastique du gaz augmente : c'est ainsi qu'avec un tube à air atmosphérique la différence des températures dans le voisinage des deux électrodes est nulle quand la pression s'élève à $0^m,020$. Les expériences suivantes permettent de résoudre la question de l'influence de l'échauffement du liquide sur le phénomène.

1° J'ai disposé un appareil dans lequel les deux couches liquides

Fig. 1.

qui reçoivent, l'une l'électricité positive, l'autre l'électricité négative, sont entourées l'une par l'autre de façon à conserver toujours la même température. A cet effet, j'ai pris un tube de

verre (*fig.* 1) ouvert à une extrémité et dont l'autre extrémité, fermée, retenait un fil de platine soudé ; je l'ai entouré d'un large tube ayant même axe, soudé au premier un peu au-dessus de son extrémité fermée et portant un fil de platine soudé latéralement ; j'ai étiré le tube extérieur, et, après avoir introduit du liquide dans le tube le plus étroit et dans l'espace compris entre les deux tubes, j'ai fait le vide dans l'appareil et l'ai scellé à la lampe. Lorsqu'on fait arriver l'électricité positive dans le liquide contenu dans le tube le plus étroit et l'électricité négative dans le liquide extérieur, il y a distillation de l'intérieur vers l'extérieur ; si l'on change le sens de la décharge, on observe que le liquide distille de l'extérieur vers le tube intérieur. Ici les deux liquides sont sensiblement à la même température, et ce qui prouve que la différence des températures, si elle existe, est sans influence sur le phénomène, c'est que, au moment où l'on change le sens de la décharge, on reconnaît que la distillation se manifeste bien avant que le passage de l'électricité ait pu intervertir l'ordre des températures des deux couches liquides.

On observe du reste un phénomène curieux si l'on a fait le vide dans l'appareil de manière à n'y laisser que la vapeur du liquide, de l'eau par exemple, avec la tension qui correspond à la température ambiante. Lorsqu'on fait passer la décharge de l'extérieur à l'intérieur, la région du tube étroit située au-dessus du niveau du liquide devient incandescente, tandis qu'on ne voit pas à l'extérieur d'incandescence bien prononcée ; la température à l'intérieur du tube central est manifestement plus élevée qu'à l'extérieur, et cependant le niveau monte dans ce tube par suite de l'arrivée du liquide extérieur.

2° J'ai voulu me rendre compte des variations de température produites dans les deux couches liquides par le passage de la décharge, et, à cet effet, j'ai introduit aux extrémités d'un tube en U renversé les réservoirs de deux thermomètres très-sensibles baignés par le liquide traversé par l'électricité. J'ai reconnu que, lorsque l'appareil contenait, outre le liquide, un gaz sous la pression atmosphérique, les températures des deux couches liquides s'élevaient simultanément sans présenter une différence de température de $\frac{1}{10}$ de degré ; quand le vide était fait dans l'appareil, j'ai constaté plusieurs fois des différences, toujours faibles, mais c'est le ther-

momètre négatif qui m'a paru un peu plus élevé que le positif.

3° Enfin, j'ai recherché par des expériences directes quelle serait l'influence d'une élévation de la température sur la distillation. A cet effet, j'ai maintenu l'une des branches d'un tube coudé à une température supérieure de 5°, 10°, 15°, 20° à celle de l'autre branche et j'ai constaté que, pendant le temps que duraient les expériences ordinaires, la variation de niveau que l'on observait était tellement petite par rapport à celle qui résultait de l'influence de l'électricité, qu'on pouvait la considérer comme nulle.

Du reste, on provoquait toujours la distillation de la branche la plus froide à la branche la plus chaude en faisant arriver par la première l'électricité positive.

Il est donc établi par ce qui précède que, sous l'influence de l'électricité statique, il y a passage des liquides de la région positive des vases à la région négative, et que cette distillation ne résulte nullement de l'échauffement inégal des deux couches liquides, traversées par l'électricité.

J'ai reconnu que la quantité de liquide transportée est proportionnelle à la quantité d'électricité mise en jeu et qu'elle ne dépend pas sensiblement de la grandeur de la surface libre du liquide : ainsi, toutes choses égales d'ailleurs, il passe autant de liquide quand la surface du liquide traversé par l'électricité positive est cent fois plus grande que celle du liquide négatif, que lorsqu'on fait arriver l'électricité positive dans le liquide dont la surface libre est cent fois plus petite que l'autre.

Ce dernier résultat semble indiquer que le phénomène n'est pas une distillation ordinaire, c'est-à-dire une vaporisation du liquide suivie d'une condensation de la vapeur. Voici des expériences qui permettent de pénétrer plus avant dans son étude.

1° Supposons que dans les appareils que j'ai décrits, séchés préalablement, on introduise de l'eau distillée à la partie inférieure des tubes seulement et sans mouiller leurs parois internes au-dessus de la surface liquide, puis que l'on fasse passer la décharge à la manière ordinaire ; on constate que peu à peu, dans une région voisine de la surface du liquide, la paroi se mouille sur une hauteur de quelques millimètres seulement, et l'on reconnaît que, tant que cette région mouillée ne s'étend pas sans discontinuité d'une

surface liquide à l'autre, il n'y a pas de distillation facilement appréciable.

2° Si l'on couvre la surface des tubes qui continue la paroi baignée de liquide d'une couche mince d'une substance qui ne permette pas au liquide de mouiller la paroi, telle que la stéarine, la paraffine, etc., dans le cas où l'on opère sur l'eau distillée, on reconnaît que la distillation, considérablement ralentie, peut être tout à fait supprimée; elle se manifeste de nouveau, au contraire, si l'on dissout la substance et qu'on lave les parois jusqu'à ce qu'elles soient mouillées par le liquide.

3° Il résulte de ce qui précède que le liquide ne peut passer d'une région de l'appareil à l'autre qu'autant qu'il peut mouiller la portion de paroi qui les sépare. Le phénomène est donc surtout un transport de liquide produit le long des parois sous l'influence de l'arrivée de l'électricité positive. On peut s'assurer de l'exactitude de cette interprétation en soumettant à l'expérience des liquides convenablement choisis. Avec de l'eau distillée, si l'on fait usage d'appareils très-propres, ou, plus facilement, avec de l'eau distillée additionnée de 20 à 50 pour 100 d'alcool, on voit naître de la surface du liquide positif de nombreux filets liquides très-déliés qui s'élèvent vers le liquide négatif en formant une multitude de petits courants qui ne laissent aucun doute sur le chemin suivi par le liquide sous l'influence de l'électricité.

4° On peut se demander si, indépendamment de ce transport du liquide le long des parois, il n'y a pas entraînement de vapeurs qui, prenant naissance à la surface liquide positive, viendraient se condenser à la surface négative. Voici comment on peut essayer de séparer les effets dus à ces deux causes. On prend une cornue de verre dont on ramollit le fond à la lampe de manière à y souder un fil de platine; on y introduit de l'eau distillée; suivant l'axe du col de la cornue, on dispose un tube graissé extérieurement, ouvert à une extrémité, fermé à l'autre et traversé par un fil de platine soudé; on ajuste ce tube de manière que la surface libre de l'eau qu'il contient soit à une distance de la surface du liquide de la cornue qui permette à la décharge de passer facilement. Dans ces conditions, si l'on amène l'électricité positive par le fond de la cornue, le liquide distille, mais il s'accumule dans la région comprise entre le tube et le col de la cornue. En prolongeant suffisam-

ment l'expérience, on fait passer ainsi des quantités de liquide très-grandes, tandis que le liquide contenu dans le tube négatif n'éprouve qu'une élévation de niveau extrêmement faible.

Il résulte de ce qui précède que la distillation constatée est presque exclusivement un transport de liquide effectué sous l'influence de l'électricité le long des parois conductrices des appareils.

De là l'explication d'un certain nombre de faits intéressants. Je citerai seulement l'expérience suivante. Dans un tube de verre coudé à branches très-inégales, on met deux colonnes liquides d'eau distillée par exemple ; après avoir mouillé le tube on fait passer la décharge, et l'on constate le passage du liquide de la branche positive à la branche négative ; vient-on à enlever une certaine quantité de liquide dans la branche négative, de manière à augmenter la distance des deux surfaces liquides entre lesquelles jaillit la décharge, on reconnaît que, toutes choses égales d'ailleurs, la quantité de liquide transportée est la même, que la distance soit $0^{m},12$, $0^{m},34$, $0^{m},45$, $0^{m},54$ et même $0^{m},60$; la décharge passe facilement même dans ce dernier cas, bien que la limite d'écartement des conducteurs entre lesquels elle jaillit dans l'air soit beaucoup moindre.

Le mécanisme du phénomène étant bien constaté, j'ai recherché comment se comporteraient les divers liquides, et voici quelques-uns des résultats de cette étude.

1° Bien que le transport des liquides ne se produise qu'à la condition que la paroi des vases soit mouillée, je n'ai pas trouvé de relation entre les quantités de liquides entraînées, toutes choses égales d'ailleurs, et les constantes capillaires de ces liquides.

2° Il y a une certaine concordance entre le sens suivant lequel varie le phénomène et la conductibilité des liquides. Sans doute la distillation n'a pas lieu si le liquide est très-mauvais conducteur, comme les chlorure et sulfure de carbone, le chloroforme et l'essence de térébenthine ; mais, lorsque la décharge passe, le transport est d'autant plus abondant que le liquide est moins bon conducteur. Ainsi, l'eau distillée additionnée d'alcool est transportée plus abondamment que l'eau pure ; le transport de l'alcool du vin peut être cinq ou six fois plus rapide que celui de l'eau distillée. D'un autre côté, l'addition à l'eau pure ou à l'alcool de substances

qui changent la conductibilité de ces liquides a pour effet d'affaiblir très-rapidement la quantité de liquide transportée. C'est ainsi qu'en ajoutant à l'eau distillée quelques gouttes d'un acide tel que les acides sulfurique, azotique, chlorhydrique, etc., en quantité assez faible pour que ni la densité ni la température d'ébullition n'éprouvent de modifications sensibles, on constate que la vitesse de transport de ces liquides est réduite à une fraction de sa valeur souvent inférieure à $\frac{1}{50}$. Les alcalis, tels que la potasse, la soude ou l'ammoniaque, employés en quantités très-faibles, produisent le même effet. Il en est de même des solutions salines neutres, telles que celles de sulfate de soude : par exemple, l'addition à l'eau distillée de quelques centièmes d'une solution saturée de chlorhydrate d'ammoniaque réduit la quantité de liquide distillée à moins de $\frac{1}{30}$ de sa valeur. De là l'explication des effets différents que l'on observe dans des tubes formés de diverses espèces de verre, et qui tiennent à la dissolution dans l'eau distillée d'une petite quantité d'alcali suffisante pour modifier profondément la vitesse de transport du liquide.

3° J'ajouterai cependant que, si l'on soumet à l'action de la décharge un mélange homogène de deux liquides, l'action de l'électricité détermine une séparation partielle des deux liquides, qui distillent en proportions qui ne sont en rapport ni avec la volatilité ni avec la conductibilité de la substance. C'est ainsi que, en opérant sur des mélanges d'alcool et d'eau, on obtient par entraînement électrique un liquide moins riche en alcool que le résidu.

SUR LA LOI DE STOKES;

PAR M. S. LAMANSKY.

M. Stokes, dans ses recherches sur la fluorescence, a posé en principe que la lumière fluorescente est d'une réfrangibilité plus faible que la lumière excitatrice. Cette *règle* ou *loi de Stokes* est très-importante, parce qu'elle nous montre qu'il existe une relation entre la lumière fluorescente et la lumière incidente.

Il y a déjà huit ans que M. Lommel, professeur de Physique de l'Université d'Erlangen, a commencé à publier ses recherches sur la

fluorescence. C'est sur une solution alcoolique de rouge de naphtaline qu'il a pour la première fois observé les effets qu'il cite comme contraires à la loi de Stokes. En employant comme lumière excitatrice la lumière jaune de la soude, Lommel observait que le spectre de la lumière fluorescente était composé de rayons rouges, orangés, jaunes et verts. En conséquence, la lumière fluorescente émise par le rouge de naphtaline contiendrait des rayons plus réfrangibles que les rayons excitateurs. Pour produire la lumière jaune, Lommel prenait plusieurs perles de chlorure de sodium et les mettait dans le brûleur de Bunsen. Dans d'autres expériences, il laissait traverser aux rayons solaires une plaque de verre rouge et concentrait ces rayons avec une lentille sur le rouge de naphtaline. Dans ce cas, il observait que la lumière fluorescente était composée de rayons rouges, orangés, jaunes et verts. Plus tard, il a fait les mêmes expériences en se servant des rayons du spectre comme lumière excitatrice. Il a constaté qu'il existe beaucoup de substances qui ne suivent pas la loi de Stokes, et, outre le rouge de naphtaline, il a cité la chlorophylle et l'éosine.

Hagenbach a fait de nombreuses observations contraires aux résultats de Lommel. Il a répété les mêmes expériences avec le rouge de naphtaline et n'a pas pu arriver au même résultat. Hagenbach pense que les rayons verts que Lommel observait dans son expérience avec la lumière de la soude provenaient du platine incandescent qui supporte le sel. M. Ed. Becquerel a fait les mêmes expériences avee le rouge de naphtaline et la lumière tamisée par un verre rouge, mais il n'a pu non plus obtenir le même résultat que Lommel.

Lommel, après les observations de Hagenbach, a publié de nouvelles expériences par lesquelles il a cherché à confirmer ses premiers résultats et à se mettre à l'abri des erreurs qu'on lui reproche. En outre, ses résultats ont été dans les derniers temps confirmés par Brauner et Lubarsch.

Lommel utilisait les effets qu'il observait sur le rouge de naphtaline, la chlorophylle et l'éosine pour donner une théorie générale de la fluorescence. Il pense qu'il existe deux formes différentes de fluorescence et il partage toutes les substances en trois classes.

La première forme de fluorescence serait celle dans laquelle chaque rayon homogène excite non-seulement les rayons dont la

longueur d'onde est plus grande ou égale, mais encore ceux dont la longueur d'onde est plus courte que celle du rayon excitateur.

La deuxième forme de fluorescence est celle dans laquelle chaque rayon homogène excite seulement les rayons qui ont une longueur d'onde plus grande que celle du rayon excitateur ou seulement égale.

La division en trois classes est établie de la manière suivante :

Première classe. — Ce sont les corps dans lesquels on observe la première forme de fluorescence; dans ces corps, chaque rayon homogène qui est capable de produire la fluorescence peut exciter le spectre entier de fluorescence. Par conséquent, ces corps ne suivent pas la loi de Stokes.

Deuxième classe. — Ce sont les corps dans lesquels on observe la deuxième forme de fluorescence et, par conséquent, dont tout le spectre fluorescent suit la loi de Stokes.

Troisième classe. — Dans la troisième classe rentrent les corps qui montrent les deux formes de fluorescence et dont une partie déterminée du spectre fluorescent affecte la première forme de fluorescence, tandis que les autres parties affectent la deuxième.

Je ne veux pas entrer ici dans une critique plus détaillée de cette théorie de Lommel; j'espère, en effet, démontrer que les effets observés par lui et sur lesquels il base sa théorie de fluorescence ne sont pas confirmés.

Pour vérifier la loi de Stokes, j'ai cru nécessaire de me servir de la méthode suivante. J'ai employé comme lumière excitatrice des rayons parfaitement homogènes et j'ai mesuré la réfrangibilité de la lumière fluorescente, ainsi que celle de la lumière incidente qui excite la fluorescence.

Les rayons réfléchis par un héliostat étaient concentrés avec une lentille achromatique sur une fente, derrière laquelle étaient placés deux prismes de flint et une lentille achromatique; cette dernière était éloignée de la fente d'une distance double de sa distance focale. Ce spectre était assez pur pour qu'on pût y voir les principales raies. On sait que, dans chaque spectre, il y a de la lumière diffuse, et, si l'on prend des rayons d'une couleur déterminée, ils sont toujours accompagnés de la lumière blanche. Pour éviter cette lumière diffuse et recevoir la lumière parfaitement homogène, on se sert de la méthode de Helmholtz, consistant

à faire traverser encore une fois un prisme aux rayons homogènes.

Dans mes expériences, je développe le spectre sur la paroi d'une boîte dans laquelle est disposée une fente mobile que l'on peut déplacer dans les différentes parties du spectre et dont on peut modifier à volonté la largeur. Par cette fente je laisse pénétrer dans la boîte, qui contient une cuve remplie de fluide fluorescent, certains rayons du spectre auxquels je fais traverser auparavant un prisme de flint. Après cela je dirige, au moyen d'un prisme à réflexion, ces rayons parfaitement homogènes sur le fluide fluorescent placé dans la cuve. Entre la surface du fluide et la fente de la paroi est placée une lentille achromatique, qui donne l'image colorée de la fente sur la surface du fluide. Avec un second prisme à réflexion, je dirige la lumière qui vient du fluide fluorescent sur la fente du collimateur d'un spectromètre de Brunner. Dans le champ de vision de la lunette du spectromètre, je reçois deux images colorées, l'une produite par la lumière fluorescente, l'autre par celle qui est réfléchie directement à la surface du fluide. Avec cet arrangement, je peux mesurer le minimum de déviation de ces deux images. J'ajouterai que, dans le cas où la lumière incidente avait la même réfrangibilité que la lumière émergente, j'ai, pour mesurer plus exactement la déviation, éloigné la cuve contenant le fluide et mis à sa place un miroir; du reste, on peut, en changeant la direction des prismes à réflexion, recevoir l'une ou l'autre image séparément.

J'ai opéré sur le rouge de naphtaline, l'éosine et la fluorescéine. Pour donner un exemple, je communique ici les valeurs que j'ai obtenues pour la fluorescéine :

Lumière incidente.		Lumière fluorescente.	
Largeur du faisceau.	Déviation moyenne.	Largeur du faisceau.	Déviation moyenne.
2°,51	50′,38	1°,25	48′,43
0,46	49,59	0,25	48,18
0,46	48,60	0,53	48,12
0,48	48,18	1,60	48,60
0,48	47,56	0,20	47,48

Il résulte de toutes ces expériences que la lumière fluorescente a une réfrangibilité plus faible que la lumière incidente. Dans mes

recherches, j'ai pris les fluides à différents états de concentration et en couches de différentes épaisseurs; le résultat a toujours été le même. Chaque fluide a dans le spectre des rayons déterminés qui excitent en lui la plus vive fluorescence; avec d'autres rayons, la fluorescence est plus faible, et elle disparaîtra si l'on opère sur des rayons encore moins réfrangibles. Tous les rayons qui sont plus réfrangibles que les rayons fluorescents excitent dans ce fluide la fluorescence. C'est sur le rouge de naphtaline que j'ai obtenu le plus grand changement de réfrangibilité de la lumière, dans un cas où les rayons incidents dont l'indice de réfraction pour le flint est 1,63917 étaient changés en rayons qui ont 1,61521 pour indice de réfraction; si j'exprime ces valeurs en longueur d'onde, on peut dire que les rayons de la raie H étaient changés en rayons de longueur d'onde de la raie B.

Après ces recherches, je crois pouvoir conclure que la loi de changement de réfrangibilité de la lumière est parfaitement juste dans la forme générale sous laquelle Stokes l'a émise.

DÉMONSTRATION ÉLÉMENTAIRE DE L'ÉQUIVALENCE DES ACTIONS EXERCÉES SUR UN POINT MAGNÉTIQUE PAR UNE SURFACE MAGNÉTIQUE ET PAR UN COURANT FERMÉ;

Par M. G. LIPPMANN.

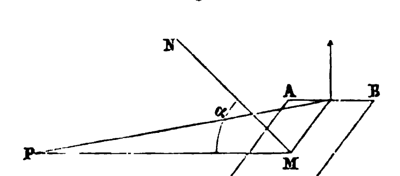
On sait qu'un courant fermé agit sur un point magnétique comme le ferait une surface magnétique limitée par le courant et ayant par unité de surface un moment magnétique égal numériquement à l'intensité du courant.

On peut démontrer cet important théorème sans se servir de la Géométrie analytique ni de la notation différentielle.

Considérons, à cet effet, un point magnétique P et un courant rectangulaire infiniment petit ABCD, orienté de telle façon que ses côtés AB et CD soient perpendiculaires dans l'espace à la droite MP qui joint le centre M du rectangle au point P. Soit α l'angle que fait MP avec la normale MN au plan du rectangle. Cherchons la résultante suivant MP des actions exercées par les quatre côtés du rectangle sur le point P. L'action du côté AB est une force qui a

pour expression $\frac{I \times AB}{\overline{MP}^2}$, i étant l'intensité du courant, et qui est appliquée au milieu de AB, perpendiculairement à AB et au plan PAB. Pour avoir la projection de cette force sur MP, il faut multi-

Fig. 1.



plier son expression par le cosinus de l'angle de projection ou, ce qui revient au même, puisque le rectangle est infiniment petit, par la tangente de l'angle complémentaire, tangente qui est égale à $\frac{\frac{1}{2}CB\cos\alpha}{MP}$; la projection de la force a donc pour expression

$$(1) \qquad \frac{\frac{1}{2}\overline{AB}\times\overline{BC}}{\overline{MP}^3}\, i\cos\alpha.$$

L'action de CD sur le point P fournit un terme égal au précédent. L'action de BC sur le point P est égale à

$$\frac{i\times\overline{BC}}{\overline{MP}^2}\sin\left(\frac{r}{2}-\alpha\right)=\frac{i\times\overline{BC}}{\overline{MP}^2}\cos\alpha,$$

et le cosinus de l'angle que fait cette force avec MP a pour valeur $\frac{\frac{1}{2}\overline{AB}}{MP}$; la projection de cette troisième force a donc encore une expression égale à (1).

Enfin il en est de même, évidemment, pour le côté DA. La somme des quatre termes est donc égale à

$$(2) \qquad \frac{2\times\overline{AB}\times BC}{\overline{MP}^3}\times i\times\cos\alpha.$$

Substituons au courant rectangulaire un petit aimant constitué par deux masses magnétiques égales à $+m$ et $-m$ et placées de

part et d'autre du point M, à des distances du plan du rectangle égales à $\frac{l}{2}$ et infiniment petites. L'action de la masse m sur le point P est une force égale à $\frac{m}{(\overline{\text{MP}}+\frac{1}{2}l\cos\alpha)^2}$ et infiniment peu inclinée sur la droite MP; de même l'action de la masse $-m$ est une force $\frac{-m}{(\text{PM}-\frac{1}{2}l\cos\alpha)^2}$, infiniment peu inclinée sur MP. La résultante de ces actions est donc dirigée suivant MP et égale à

$$\frac{m}{(\overline{\text{PM}}+\frac{1}{2}l\cos\alpha)^2}-\frac{m}{(\overline{\text{MP}}-\frac{1}{2}l\cos\alpha)^2}=\frac{2ml\cos\alpha\,\overline{\text{MP}}}{(\overline{\text{MP}}^2-\frac{1}{4}l^2\cos^2\alpha)^2},$$

ou, puisque l est infiniment petit, à

$$(3) \qquad \frac{2ml\cos\alpha}{\overline{\text{MP}}^3}.$$

Les expressions (2) et (3) ont la même valeur si l'on a

$$(4) \qquad ml=i\overline{\text{AB}}\times\overline{\text{BC}}.$$

Or, ml est le moment magnétique du petit aimant; $\overline{\text{AB}}\times\overline{\text{BC}}$ est la surface du rectangle. Le théorème est donc démontré pour les forces comptées suivant la droite MP. Il est d'ailleurs facile de voir que leurs composantes suivant une direction perpendiculaire à MP sont infiniment petites, ainsi que leurs moments par rapport à P. Donc les actions du rectangle et de l'aimant sont des forces appliquées en P, dirigées suivant MP et égales entre elles si la condition (4) est remplie.

Le théorème étant démontré dans le cas du rectangle ABCD, on peut l'étendre à un courant plan quelconque. A cet effet, abaissons du point P une perpendiculaire Pp sur le plan du courant; du point p comme centre, traçons une infinité de circonférences infiniment voisines, et par le point p menons une infinité de droites faisant entre elles des angles infiniment petits; ces circonférences et ces droites partagent le plan, et en particulier la partie du plan qui est à l'intérieur du courant donné, en rectangles orientés par rapport au point P comme l'était le rectangle ABCD. Supposons un courant d'intensité i circulant autour de chacune des sur-

faces élémentaires en lesquelles nous avons décomposé l'aire circonscrite par le courant donné. Le système de ces courants élémentaires équivaut au courant donné, car les portions de ces courants élémentaires qui circulent suivant le circuit donné reconstituent le courant donné, et les autres portions se détruisent deux à deux. Le théorème s'étend donc à un courant plan quelconque.

Considérons enfin le cas général d'un circuit constitué par une ligne gauche fermée. Faisons passer par cette ligne une surface continue quelconque. Décomposons la partie de cette surface comprise à l'intérieur de la courbe en éléments assez petits pour que chacun d'eux puisse être considéré comme plan.

La démonstration faite précédemment s'applique à chacun de ces éléments plans ; par suite, elle s'étend à la surface considérée.

SUR LA VISCOSITÉ SUPERFICIELLE DES LIQUIDES [1];

PAR M. J. PLATEAU.

(EXTRAIT PAR L'AUTEUR.)

L'idée d'une viscosité propre dans la couche superficielle des liquides est fort ancienne; elle date de Descartes. J'ai tâché de l'appuyer par des expériences nouvelles, que j'ai décrites dans la 8e série de mes *Recherches expérimentales et théoriques sur les figures d'équilibre d'une masse liquide sans pesanteur* [2], et dans le Chapitre VII de mon Ouvrage *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*, Gand, 1873. La principale de ces expériences consiste à observer le mouvement d'une aiguille aimantée, d'abord sur la surface, puis dans l'intérieur du liquide. J'ai donné, en outre, dans mes Mémoires (6e à 9e série) et dans l'Ouvrage cité (Chap. VI à VIII), une théorie de la génération des lames liquides minces, en général, et de la facilité avec laquelle certains liquides se laissent gonfler en grosses bulles. Or M. Marangoni, dans deux écrits, l'un de 1872,

---

(1) *Bulletin de l'Académie de Belgique*, 2e série, t. XLVIII, p. 106; 1879.
(2) *Mémoires de l'Académie de Belgique*, t. XXXVII; 1868.

l'autre de 1878 ([1]), a attaqué mes conclusions. Pour lui, la viscosité superficielle propre des liquides n'existe pas; la facilité de donner de grosses bulles est due à ce que les liquides qui la possèdent sont recouverts d'une couche de *salissure* (*imbrattamento*), couche dont la tension est moindre que celle de la surface pure du liquide sous-jacent. Pendant le gonflement d'une bulle, cette couche s'étend sur les deux faces de la lame et préserve celle-ci de la rupture. Les effets sur le mouvement de l'aiguille aimantée placée à la surface des liquides proviennent en partie d'une action capillaire exercée par les ménisques concaves qui garnissent les bords de l'aiguille, en partie de la différence des tensions de la surface salie et de la surface plus pure que chacune des moitiés de l'aiguille laisse derrière elle. Dans le cas des liquides sur lesquels on ne peut admettre nettement une couche de salissure, les effets en question doivent être attribués soit à une salissure naissante, soit plutôt à un principe énoncé par M. Van der Mensbrugghe et relatif aussi à des différences de tension.

Dans une Note que je viens de publier dans le *Bulletin de l'Académie Royale de Belgique* (2e série, t. XLVIII, août 1879), je m'attache à réfuter les arguments de M. Marangoni ([2]). Je montre, à l'aide d'expériences, que les origines qu'il assigne comme probables aux couches de salissure sont inadmissibles. Je rappelle que, dans une réponse au premier Mémoire du physicien italien, j'ai tâché de faire voir que l'action capillaire des ménisques, si on l'admettait, devrait être considérée *a priori* comme inverse de celle que suppose M. Marangoni. J'émets l'opinion motivée que les effets des différences de tension sur le mouvement de l'aiguille, bien que réels, sont trop faibles pour qu'on puisse en déduire l'explication des phénomènes observés. Enfin, avant de faire dépendre ces phénomènes de causes autres qu'une viscosité propre de la couche superficielle, il fallait combattre les arguments qui m'ont conduit à la conclusion que la couche superficielle de certains liquides a plus de mobilité moléculaire que l'intérieur de ces liquides; or M. Marangoni garde le silence sur cette partie de mon travail.

([1]) *Nuovo Cimento*, 2e série, t. V-VI, 1872, et 3e série, t. III, 1878.
([2]) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 140.

H. HELMHOLTZ. — Studien über electrische Grenzschichten (Études sur les couches électriques limites); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. VII, p. 337; 1879.

Il est assez indifférent de regarder la couche d'électricité en équilibre à la surface d'un conducteur unique comme dénuée d'épaisseur parce que l'équivalent mécanique d'une telle couche est une quantité finie, mais il n'en est pas de même pour la double couche électrique qui revêt la surface de contact de deux métaux. Considérons, en effet, une lame de zinc et une lame de cuivre très larges, égales, parallèles et communiquant métalliquement : il existe entre les deux lames une différence de potentiel $P - P_1$ déterminée; par suite, elles sont revêtues, comme les deux armatures d'un condensateur, de charges électriques de signes contraires, dont la quantité et l'équivalent mécanique varient en raison inverse de la distance et tendent vers l'infini quand les plaques s'approchent jusqu'au contact. Toutefois, cette dernière conclusion n'est vraie que si l'on suppose les couches électriques dénuées d'épaisseur; la quantité et l'équivalent mécanique demeurent finis si l'on admet que les électricités contraires sont distribuées sur une épaisseur finie, quoique très petite, de part et d'autre de la surface géométrique de séparation. Alors le passage du potentiel P au potentiel P_1 s'effectue progressivement à travers la double couche limite.

Pour se rendre compte de l'ordre de grandeur qu'il faut assigner à ces *épaisseurs électriques*, M. W. Thomson remarque que, si l'on prend deux plaques métalliques de poids déterminé, qu'on les amincisse progressivement et qu'on les amène au contact par toute leur surface, le travail dépensé pour la production de la double couche augmentera proportionnellement à la surface de contact aussi longtemps que l'épaisseur des lames demeurera supérieure à celle des couches électriques limites. D'autre part, on ne saurait admettre que la diminution de l'énergie potentielle des deux lames soit supérieure à celle qui se produirait si on les fondait ensemble; la quantité de chaleur qui se dégage dans ces conditions étant connue, on calculera son équivalent mécanique, on l'égalera à celui de la double couche, et l'on en déduira l'épaisseur correspondante de la couche électrique. La valeur ainsi obtenue est évidemment

un minimum. Pour le zinc et le cuivre, M. Thomson trouve $\frac{1}{30000000}$ de millimètre, soit moins de la dix-millième partie de la longueur d'onde de la lumière jaune.

M. Kohlrausch a essayé de déterminer l'épaisseur des couches électriques à la surface de séparation, eau acidulée-platine, en mesurant la capacité de polarisation d'un voltamètre à électrodes de platine. Il a trouvé $\frac{1}{2475000}$ de millimètre, en admettant que la force électro-motrice de polarisation soit la même sur les deux électrodes. Ce nombre devrait être réduit à moitié si l'on considérait la polarisation de l'une des électrodes comme négligeable. On voit que le nombre de M. Kohlrausch est du même ordre de grandeur que celui de M. W. Thomson.

Il y a lieu de remarquer que, s'il était possible de séparer deux lames métalliques sans que les couches électriques en regard sur leur face de contact se réunissent, elles se trouveraient portées à un potentiel extrêmement élevé. M. Helmholtz fait le calcul pour une lame de cuivre et une lame de zinc de $0^{m},1$ de rayon, en admettant que l'épaisseur de la couche électrique soit de $\frac{1}{1000000}$ de millimètre et que la lame de cuivre communique avec le sol. La lame de zinc, transportée à une distance infinie, acquerrait un potentiel 39270000 fois plus considérable que son potentiel primitif; elle pourrait fournir une étincelle de $8^{m},91$ de longueur, en admettant, d'après M. W. Thomson, qu'une pile de 5510 éléments Daniell produise une étincelle de $\frac{1}{8}$ de centimètre de longueur entre deux plaques planes.

Dans la pratique, il est impossible d'opérer la séparation de deux plaques de métal sans que la presque totalité des charges se recombine, et, comme on ne peut les écarter en les maintenant rigoureusement parallèles, que d'ailleurs la position du dernier point de contact est déterminée par le hasard, il n'y a aucune proportionnalité entre le potentiel que les lames conservent et celui qu'elles posséderaient théoriquement. La même chose arrive sans doute dans le cas de la séparation de deux corps isolants; mais les mouvements électriques ne s'effectuent dans ces corps qu'avec une extrême lenteur, si ce n'est sous l'influence de forces électromotrices énormes, et les charges conservées après la séparation seront beaucoup plus considérables. M. Helmholtz pense qu'il ne faut pas attribuer à l'électricité dégagée par le frottement d'autre

origine que l'électricité de contact et croit que l'impossibilité de fixer la série des tensions par des expériences de frottement tient surtout aux irrégularités inévitables de la séparation, ainsi qu'à la présence souvent inévitable de distributions électriques produites antérieurement et conservées dans les parties profondes des isolants.

Le but principal que M. Helmholtz poursuit dans son Mémoire est l'explication des transports de liquide effectués par les courants électriques, ainsi que des forces électro-motrices résultant du mouvement de l'eau dans les tubes. Quand l'eau est en équilibre mécanique et électrique dans un tube étroit, sa surface extérieure est revêtue d'une couche d'électricité positive, tandis que la surface interne du tube porte une distribution correspondante d'électricité négative; celle-ci est fixe, mais l'électricité positive du liquide peut, d'après M. Helmholtz, être entraînée avec lui.

Supposons, en premier lieu, qu'à l'aide d'une force électromotrice extérieure on établisse une différence de potentiel entre deux sections du tube. Les couches superficielles du liquide, chargées d'électricité positive, seront repoussées dans le sens des potentiels décroissants, c'est-à-dire qu'une certaine quantité de liquide se trouvera entraînée dans la direction du courant; or on sait depuis longtemps qu'il en est ainsi. Réciproquement, si l'on refoule le liquide à travers le tube à l'aide d'une pression mécanique, les couches extérieures entraînent l'électricité positive dont elles sont chargées et une différence de potentiel s'établit entre les deux extrémités du tube; on peut recueillir un courant électrique, dont la direction sera, dans le tube, celle de l'écoulement du liquide.

M. Helmholtz ne se borne pas à cette indication générale; il cherche à déterminer par le calcul les forces pondéro-motrices et électro-motrices mises en jeu, et à comparer les lois théoriques des phénomènes à celles qui résultent des expériences de M. Wiedemann (¹) et de M. Quincke (²). Ce qu'il y a de remarquable, c'est qu'il est conduit à assigner à la force électro-motrice de contact de l'argile poreuse et des divers liquides des valeurs de

(¹) Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. LXXXVII, p. 321; t. XCIX, p. 199.
(²) Quincke, *Pogg. Ann.*, t. CXIII, p. 541.

$0^{\text{Daniell}},5$ à $2^{\text{Daniell}},5$, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que les forces électromotrices de contact des métaux.

Voici les principes du calcul. Prenons pour axe des x l'axe du tube et soit u la vitesse du liquide, laquelle sera dirigée parallèlement à l'axe, pourvu que le tube soit assez étroit par rapport à sa longueur, et pourra varier d'un filet liquide au filet voisin, mais non d'un point à un autre du même filet. On a donc $\frac{du}{dx} = 0$; mais $\frac{du}{dy}$ et $\frac{du}{dz}$ sont en général différents de o.

Soient p la pression hydrostatique, X la force électrique dirigée suivant l'axe des x et rapportée à l'unité de volume du liquide. La force motrice agissant sur un petit élément de volume du liquide est proportionnelle à

$$X - \frac{dp}{dx};$$

elle est équilibrée par le frottement intérieur du liquide, proportionnel à

$$k^2\left(\frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2}\right),$$

puisque $\frac{d^2u}{dx^2} = 0$; k^2 est la constante du frottement intérieur.

L'équation du mouvement est donc

$$(1) \qquad X - \frac{dp}{dx} = -k^2\left(\frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2}\right);$$

il reste à évaluer X.

Il n'y a de force électrique que là où il y a de l'électricité libre, c'est-à-dire dans la couche superficielle du liquide. Soient ε la densité électrique, φ le potentiel électrostatique; on a

$$X = -\varepsilon\frac{d\varphi}{dx}.$$

Désignons par J l'intensité du courant électrique qui traverse le tube, par Q la section, par σ la résistance spécifique du liquide :

$$-\frac{d\varphi}{dx} = \frac{J\sigma}{Q},$$

$$(2) \qquad X = \varepsilon\frac{J\sigma}{Q}.$$

Enfin, en général,

$$-4\varpi\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2};$$

mais, dans le cas actuel, $\frac{d^2\varphi}{dx^2}$ est nul; remplaçons ε par sa valeur dans l'équation (2), il vient

$$(3) \qquad X = -\frac{J\sigma}{4\varpi Q}\left(\frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2}\right).$$

Il faut donc intégrer l'équation différentielle

$$(4) \qquad -\frac{J\sigma}{4\varpi Q}\left(\frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2}\right) - \frac{dp}{dx} = -k^2\left(\frac{d^2u}{dy^2} + \frac{d^2u}{dz^2}\right),$$

obtenue en remplaçant X par sa valeur dans l'équation (1). De plus, les constantes introduites par l'intégration doivent être déterminées de manière à satisfaire aux conditions relatives aux limites. Or, si l'on désigne par l la constante de glissement du liquide contre la paroi, par $\bar{u}$ la valeur limite de la vitesse, on doit avoir

$$(5) \qquad \bar{u} = l\frac{du}{dN};$$

dN désigne l'élément de normale à la paroi dirigé vers l'intérieur du liquide.

Pour satisfaire aux équations (4) et (5), on peut diviser la fonction u en deux parties,

$$(6) \qquad u = u_0 + u_1,$$

de telle sorte que

$$(7) \qquad \frac{dp}{dx} = k^2\left(\frac{d^2u_0}{dy^2} + \frac{d^2u_0}{dz^2}\right), \quad \bar{u}_0 = l\frac{du_0}{dN},$$

$$(8) \qquad \frac{J\sigma}{4\varpi Q}\left(\frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2}\right) = k^2\left(\frac{d^2u_1}{dy^2} + \frac{d^2u_1}{dz^2}\right), \quad \bar{u}_1 = l\frac{du_1}{dN};$$

la vitesse u_0 est celle qui est produite par la pression hydrostatique, u_1 celle qui résulte de la force électrique.

Le système des équations (7), quand on suppose $l = 0$, c'est-à-

dire que la couche extérieure du liquide adhère absolument à la paroi du tube, conduit à la loi de Poiseuille. Quant au système (8), nous remarquerons que la première équation peut s'écrire

$$(9)\qquad \left(\frac{d^2}{dy^2}+\frac{d^2}{dz^2}\right)\left(\varphi-\frac{4\varpi k^2 Q}{J\sigma}u_1\right)=0,$$

et qu'on peut y satisfaire en posant

$$\varphi-\frac{4\varpi k^2 Q}{J\sigma}u_1=f(x)+by+cz,$$

$f(x)$ étant une fonction qui ne dépend ni de y, ni de z; mais nous savons, de plus, que u_1 est indépendant de x et que $\frac{d\varphi}{dx}=-\frac{J\sigma}{Q}$, et, par suite, $f(x)=C-\frac{J\sigma}{Q}x$,

$$(10)\qquad \varphi-\frac{4\varpi k^2 Q}{J\sigma}u_1=C-\frac{J\sigma}{Q}x+by+cz.$$

C, b et c sont des constantes introduites par l'intégration. Si l'on suppose $l=0$, on doit en outre avoir

$$(11)\qquad \bar{u}_1=0.$$

Pour aller plus loin, M. Helmholtz remarque que la valeur $\bar{\varphi}$ du potentiel à la surface extérieure du liquide doit être constante sur une même section tout le tour du tube, pourvu que le rayon de courbure soit considérable par rapport à l'épaisseur de la couche électrique. Il en résulte que les constantes b et c de la formule (10) sont nulles. Le potentiel (φ) au centre du tube est

$$(\varphi)=-\frac{J\sigma}{Q}x;$$

on a donc, pour $\bar{u}_1=0$,

$$(12)\qquad \bar{\varphi}-(\varphi)=C,$$

et l'équation (10) devient en général

$$(13)\qquad \frac{4\varpi k^2 Q}{J\sigma}u_1=\varphi-\varphi.$$

La vitesse u_1 de l'écoulement n'est donc variable que dans le

même intervalle que φ, c'est-à-dire dans l'épaisseur de la couche électrisée. Elle est nulle contre la paroi et atteint sa valeur maximum à la limite interne de la couche ; elle demeure ensuite invariable jusqu'au centre. Puisque l'épaisseur de la couche électrique est considérée comme négligeable, on peut sans erreur sensible attribuer à toute la section du tube la valeur maximum de u_1, déterminée par l'équation

$$\frac{4\varpi k^2 Q}{\sigma}(u_1) = (\varphi) - \bar{\varphi},$$

et le flux total est

$$U_1 = Q(u_1) = \frac{J\sigma}{4\varpi k^2}[(\varphi) - \bar{\varphi}].$$

Il est proportionnel à l'intensité du courant et à la résistance spécifique du liquide, mais indépendant de la section. On peut introduire celle-ci en substituant à l'intensité J du courant la force électromotrice A qui le produit. En désignant par L la longueur du tube, on a

$$A = \frac{J\sigma L}{Q},$$

$$U_1 = \frac{QA}{4\varpi L k^2}[(\varphi) - \bar{\varphi}],$$

valeur indépendante de la résistance spécifique du liquide.

Nous terminerons en indiquant les valeurs de la différence $(\varphi) - \bar{\varphi}$, calculées d'après les expériences de M. Wiedemann :

1000^{cc} DE LA LIQUEUR contiennent		VOLUME du liquide transporté	QUANTITÉ de métal déposée.	RAPPORT de la durée d'écoulement à celle d'une même quantité d'eau.	RÉSISTANCE spécifique du liquide par rapport à celle du platine = 0,001.	$(\varphi) - \bar{\varphi}$ en Daniells.
	mgr	cc	mgr			
SO^3.........	76,56	2800	3770	1,166	179,0	1,667
	47,36	1510	1174	1,095	289,3	1,677
$CuSO^4 + 5HO$.	149,38	13090	1181	1,417	2247	2,408
	97,544	12210	904	1,238	3076	1,873
	89,125	15930	923	1,213	3258	2,214
$CuAzO^6$.....	82,258	3010	1453	1,138	1434	0,5665
	71,852	4360	1903	1,118	1559	0,5661
	64,037	6100	1977	1,103	1695	0,6917
	42,010	2540	550	1,061	2409	0,7009
$AgAzO^6$.....	79,74	5730	2239	1,014	1876	1,626
	79,46	7600	2765	1,014	1878	1,744
	29,867	12955	1342	1,003	4656	2,533

E. BOUTY.

LORD RAYLEIGH. — The influence of electricity on colliding water drops (Influence de l'électricité sur la rencontre des gouttes d'eau); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVIII, n° 194, p. 406; mars 1879.

On sait qu'un mince jet d'eau presque vertical se résout en gouttelettes divergentes avant de passer par le sommet de la courbe qu'il décrit. Soumis à l'action d'un corps faiblement électrisé, il paraît continu dans une portion beaucoup plus grande de son parcours; le contraire se produit quand la charge électrique est plus forte.

D'après l'auteur, la division normale du jet tient aux rencontres des gouttes qui rebondissent les unes sur les autres. Ces rencontres sont dues aux différences de vitesse que produisent les

actions capillaires variables que subit chaque goutte en quittant la portion continue de la veine. L'action régulatrice de vibrations extérieures, comme dans les expériences de Savart et Plateau, n'est pas suffisante pour empêcher ces collisions. A l'approche d'un corps faiblement électrisé, les gouttes se fondent après contact, tandis qu'elles rebondissent énergiquement si l'électrisation est plus grande; on peut observer ces effets en éclairant la veine à l'aide d'étincelles d'induction. Le dernier effet s'explique tout naturellement par la répulsion de corps électrisés dans le même sens; quant au premier, l'auteur l'attribue à une légère différence entre l'état électrique des gouttelettes. Cette explication s'appuie sur les expériences suivantes. Deux trous voisins, de $\frac{1}{14}$ de pouce de diamètre, sont pratiqués dans une mince feuille de métal; l'eau s'écoule par ces orifices sous une pression de 5 à 6 pouces. Dans ces conditions, les deux jets horizontaux peuvent se rencontrer et rebondir l'un sur l'autre. On dispose un plateau d'étain isolé en communication avec un fil métallique enduit de gutta-percha, un peu au-dessous du point de rencontre des deux jets et à un endroit où ils soient encore continus. Si l'on reçoit à la fois les deux veines sur le plateau, l'électrisation de ce dernier ne produit aucun effet; mais si on reçoit un seul jet, en électrisant le fil conducteur avec un tout petit électrophore on amène la fusion des deux veines, bien qu'elles soient en communication par le vase. On peut varier l'expérience en faisant sortir les jets de deux vases dont l'un est isolé; on constate que la charge produite dans ce dernier par l'un des pôles d'un élément Grove dont l'autre pôle communique avec le sol suffit pour produire la fusion. Les expériences sont quelquefois capricieuses, mais cela tient à ce que l'eau n'est pas suffisamment propre; des traces de matières grasses rendent presque nulle l'action des corps faiblement électrisés. D'après ces expériences, il paraît devoir exister une relation entre l'état électrique de l'air et la formation plus ou moins facile de la pluie. A. Hurion.

G.-D. LIVEING et J. DEWAR. — On the reversal of the lines of metallic vapours (Sur le renversement des raies des vapeurs métalliques); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVII, p. 132 (28 février 1878), 350 (26 mars 1878) et 494 (19 juin 1878), et t. XXVIII, p. 352 (12 février 1879), 367 (20 février 1879) et 471 (27 mars 1879).

Depuis la publication du Mémoire de M. Kirchhoff *Sur la relation entre les pouvoirs émissifs et absorbants des différents corps pour la lumière et la chaleur*, dans lequel sont détaillées les expériences sur le renversement des raies du lithium et du sodium au moyen de la lumière solaire et des vapeurs de ces métaux en suspension dans la flamme d'un brûleur de Bunsen, et où se trouve signalé le renversement des raies les plus brillantes du potassium, du calcium, du strontium et du baryum, obtenu en substituant à la flamme du brûleur la combustion d'un mélange de chlorate de ces métaux avec du sucre de lait, de nombreuses recherches ont été réalisées dans le but d'obtenir le renversement des raies brillantes des métaux. M. Cornu, utilisant le procédé de Foucault, produisait l'arc voltaïque entre deux charbons et y introduisait des métaux qui, en se volatilisant, entouraient les charbons incandescents d'une atmosphère de vapeurs absorbantes ; il réussit de cette manière à observer le renversement de diverses raies des métaux indiqués ci-dessus et, de plus, du thallium, du plomb, de l'argent, de l'aluminium, du magnésium, du cadmium, du zinc et du cuivre. Il reconnut de plus qu'en général, pour un même groupe de raies, l'absorption commence par les moins réfrangibles pour s'étendre graduellement aux plus réfrangibles, et que, pour chaque métal, le renversement se produit dans la région la plus réfrangible du spectre qui le caractérise.

D'autres expériences furent entreprises par M. Lockyer : les premières furent exécutées par un procédé qui m'avait servi en 1872 à découvrir les spectres d'absorption des vapeurs de soufre, de sélénium, de tellure et d'un certain nombre de composés des métalloïdes. Il consiste à recevoir dans un spectroscope la lumière émanant soit d'une lampe de Drummond, soit de l'arc voltaïque après lui avoir fait traverser un tube de verre ou de porcelaine renfermant diverses substances amenées à l'état de vapeurs, soit par une rampe de becs de gaz, soit par des charbons incandes-

cents. M. Lockyer constata l'existence d'une raie d'absorption qui se montre quelquefois avec la vapeur de zinc; il retrouva les spectres cannelés signalés antérieurement par MM. Roscoe et Schuster dans le cas du potassium et du sodium, observa un spectre cannelé certain avec l'antimoine, douteux avec le phosphore et l'arsenic. Il étendit ses recherches aux métaux les moins volatils en disposant, avec la collaboration de M. Roberts, des appareils de chaux qu'il amenait à une haute température à l'aide du chalumeau à gaz oxygène et hydrogène; il ne réussit pas, de cette manière, à observer le renversement de nouvelles raies métalliques, pas même celle du thallium, mais il observa des cannelures dans les spectres de l'argent, du manganèse, du chrome et du bismuth.

Les auteurs des Mémoires que nous analysons reprochent au procédé employé par MM. Lockyer et Roberts deux inconvénients :

1° La condensation des vapeurs métalliques sur les corps transparents qui ferment les tubes aux deux extrémités; mais cet inconvénient peut être évité par la disposition que j'avais adoptée dans mes expériences, et qui consiste à continuer le tube aux deux bouts par une sorte de chambre à air, fermée comme le tube par un disque de verre ou de mica et chauffée comme le reste du tube.

2° Le second inconvénient résulte de ce que, pour empêcher l'oxydation des métaux, on faisait arriver dans le tube une atmosphère d'hydrogène qui entraînait trop rapidement les vapeurs métalliques. On l'évite aisément en ne faisant arriver que très lentement le gaz réducteur.

Quoi qu'il en soit, voici le procédé adopté par MM. Liveing et Dewar. On se sert d'un tube dont une extrémité fermée est introduite dans un fourneau qui le chauffe à l'incandescence. Le métal contenu dans le tube se volatilise; la lumière émise par le fond du tube et par ses parois, qui donnerait un spectre continu, traverse la vapeur et est reçue dans un spectroscope. Le tube employé dans les premières expériences était un tube de fer, de $0^m,15$ de diamètre intérieur environ et de $0^m,80$ de long, que l'on recouvrait extérieurement d'une couche de borax ou d'un mélange de plombagine et d'argile. On dressait ce tube verticalement dans un fourneau alimenté avec de la houille et on le chauffait sur une

hauteur de $0^m,30$ environ, en laissant ouverte l'extrémité supérieure du tube, que l'on couvrait simplement d'une lame de verre ou de mica; on évitait, du reste, l'oxydation des vapeurs en faisant arriver à la partie supérieure du tube un courant lent d'hydrogène. La lumière, qui se propageait suivant l'axe du tube à travers les vapeurs métalliques, tombait sur la fente du collimateur du spectroscope, dont l'axe était dans le prolongement de celui du tube.

Les principaux résultats obtenus avec cet appareil sont : renversement de la raie verte du thallium, de la raie bleue de l'indium, des raies *b*, ainsi que de quelques raies bleues du magnésium.

Dans un tube contenant un mélange de potassium et de sodium avec du chlorure de lithium, on obtient le renversement de la raie rouge de ce métal, résultat qu'on ne peut obtenir avec le chlorure de lithium et le potassium ou le sodium employés seuls.

Le sodium a donné lieu à une série de phénomènes assez complexes et qui se succèdent, si l'on suit l'expérience, depuis le moment où le sodium que l'on a mis au fond du tube se volatilise jusqu'à celui où tout le métal est complétement volatilisé. Il n'y a là rien que de très-naturel, étant donnée la disposition de l'appareil : en effet, la région du tube qui est dans le fourneau est seule portée à une très-haute température; la vapeur qui s'y produit s'élève dans la région du tube qui sort du fourneau et s'y condense pour former une couche liquide le long des parois et une espèce de nuage de gouttelettes qui retombent pour se volatiliser et se condenser de nouveau; ce nuage est éclairé par la lumière inférieure, et même les particules qui le constituent peuvent être chauffées à l'incandescence. On observe donc dans le spectroscope : 1° l'effet produit par la lumière du tube incandescent, tamisée dans la vapeur de sodium à diverses températures; 2° la lumière émise par du sodium en gouttelettes, chauffée à diverses températures où il est lumineux; 3° la lumière émise par la couche liquide condensée sur les parois, qui peut être à des températures différentes de celles des gouttelettes.

Du reste, l'interprétation des expériences faites sur le potassium et le sodium mélangés avec du chlorure de lithium, de même que celles qui ont été réalisées par les auteurs sur des mélanges analogues, est nécessairement très-incertaine, puisqu'on ne peut savoir

si les phénomènes observés doivent être attribués au potassium ou au sodium employé, ou au lithium résultant de la décomposition du chlorure par ces métaux, ou aux divers chlorures qui peuvent coexister en plus ou moins grande quantité et avoir un spectre d'absorption spécial.

Cette observation s'applique aussi à une deuxième série d'expériences faites dans des tubes de verre contenant avec du sodium des chlorures de rubidium ou de cœsium et une atmosphère d'azote ou d'hydrogène secs, que l'on chauffait de manière à obtenir la vapeur des métaux. Avec le chlorure de rubidium on observa le renversement des deux raies de l'extrême violet qui caractérisent ce métal, et avec le chlorure de cœsium le renversement des deux lignes bleues. Des expériences ultérieures montrèrent que ce renversement des raies ne devait pas être attribué au spectre d'absorption des chlorures de ces deux métaux, car, en chauffant ces chlorures seuls et en faisant traverser leurs vapeurs par la lumière, on n'observa rien de pareil à ce qu'on avait constaté lorsque les chlorures étaient chauffés avec du sodium. L'objection se trouve donc levée en ce qui concerne ces métaux et les raies dont il s'agit.

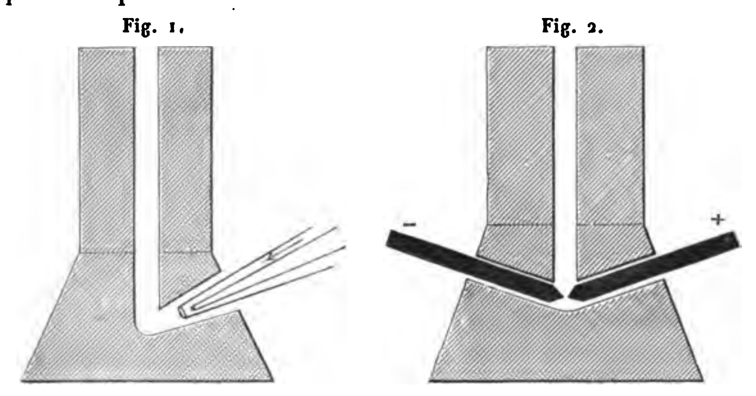
Nous n'entrerons pas dans le détail de tous les faits notés dans les six Communications que nous analysons, car un certain nombre d'entre eux, esquissés d'abord dans une Note, ne seront précisés qu'ultérieurement; nous dirons seulement que, après avoir fait un certain nombre d'expériences avec des tubes de fer par la méthode indiquée, les auteurs ont reconnu que la température des fourneaux était insuffisante pour permettre d'arriver au renversement de la plupart des raies des métaux même relativement volatils. Ils ont alors eu recours, comme MM. Lockyer et Roberts, aux appareils de chaux ou de charbon chauffés par le chalumeau à gaz oxygène et hydrogène ou par l'arc voltaïque, et ils les ont disposés de manière à faire les observations comme avec le tube de fer de leurs premières expériences.

L'appareil dont ils ont fait usage est un bloc de chaux vive ou de calcaire percé d'un trou cylindrique vertical, de $0^m,006$ à $0^m,007$ de diamètre, et d'un second trou latéral qui aboutit à l'extrémité inférieure du premier (*fig.* 1) et qui sert à introduire le bout du chalumeau à gaz tonnants.

Dans le cas où l'on utilise l'électricité, deux trous opposés viennent aboutir à l'extrémité inférieure du tube vertical (*fig.* 2); on y fait pénétrer deux baguettes de charbon en relation avec les pôles de la pile; on peut même, en perçant l'un des charbons d'un trou cylindrique suivant son axe, amener dans l'appareil un courant d'hydrogène qui préserve le métal de l'oxydation due à l'accès de l'air.

Au-dessus de cet appareil, on dispose un miroir incliné de 45° préservé par une plaque de mica du contact des vapeurs métalliques et qui renvoie la lumière horizontalement sur la fente du spectroscope.

Fig. 1. Fig. 2.



Comme les creusets de chaux se détruisent facilement, on peut faire usage de creusets de charbon disposés comme celui qui est représenté par la *fig.* 1; on le fait alors reposer sur une plaque métallique aboutissant à l'un des pôles d'une pile, et l'on introduit dans le trou latéral une baguette de charbon reliée avec l'autre pôle de la pile, en ayant soin d'isoler cette baguette des parois du creuset par une enveloppe de chaux. Il est clair que cet appareil en charbon ne permet pas d'atteindre des températures aussi élevées que celles qu'on réalise dans les creusets de chaux, à cause de la conductibilité bien plus grande du charbon de cornue.

Les auteurs ont soumis à ces appareils des mélanges divers; ils ont surtout utilisé, dans le cas des métaux alcalino-terreux, la propriété, signalée en 1876 par M. Mallet, que possède l'aluminium de décomposer leurs oxydes en présence des carbonates de soude

ou de potasse; dans le cas des métaux alcalins, ils se sont servis de tartrates ou de carbonates qui étaient réduits par le charbon du creuset.

Nous allons indiquer les longueurs d'onde des raies dont on a constaté, à l'aide des appareils précédents, un renversement plus ou moins net :

Potassium...	7670-7700, 4044-4042.
Sodium.....	6160-6154, D, 5687-5681, 5155-5152, 4983-4982.
Cœsium.....	4555.
Lithium.....	6705, 6101, 4603, 4130.
Baryum.....	5534, 5518, 4933, 4553.
Strontium...	4607, 4215, 4077.
Calcium.....	6161, 6121, 5188, 4453, 4435, 4425, 4226, 4095, 3968, 3933.
Magnésium..	5527, 5183 (b_1), 5172 (b_2), 5167 (b_3), 4703.
Aluminium..	3961-3943.

Une dernière série d'expériences a été réalisée dans des vases de chaux (*fig.* 2). Oon volatilisait les métaux par l'électricité d'une machine magnéto-électrique. Les résultats obtenus ont été les mêmes que ceux que je viens d'indiquer, avec cette différence qu'on a pu observer le renversement d'un plus grand nombre de raies, notamment dans le cas du potassium et du strontium. Je vais indiquer les longueurs d'onde de ces raies :

Potassium...	69,46, 6913, 5831, 5802, 5782, 5353, 5338, 5319, 5112.
Baryum.....	6496.
Strontium...	4962, 4895, 4873, 4868, 4831.
Calcium.....	4877, 4302.

En notant les caractères qui se manifestent dans le renversement des raies d'un même groupe, les auteurs ont confirmé le fait, signalé antérieurement par M. Cornu, que la moins réfrangible de deux raies d'un groupe est celle dont on obtient le plus facilement le renversement; cela est particulièrement manifeste avec les spectres du baryum, du strontium, du calcium et du potassium.

En comparant la facilité de production du renversement des

raies avec la fréquence d'observation des raies solaires, les auteurs croient pouvoir conclure que les groupes calcium, baryum, strontium d'une part et sodium, lithium, magnésium de l'autre paraissent se comporter de la même manière dans leurs expériences et dans la chromosphère solaire.

En résumé, si l'on s'en tient aux raies les plus caractéristiques des métaux alcalins et alcalino-terreux, on voit par les expériences que nous venons d'analyser que l'on a obtenu le renversement de 13 raies sur 31 dans le cas du potassium, de 4 sur 12 pour le sodium, de 6 sur 21 pour le baryum, de 10 sur 34 pour le strontium, de 11 sur 37 pour le calcium, lorsque l'on agit sur les mélanges de sels métalliques soumis à l'action des métaux alcalins ou à l'action réductrice du charbon ou de l'hydrogène.

Il resterait à établir ce qu'on peut obtenir réellement en employant ces métaux isolés à l'état de pureté; c'est ce que devront faire les auteurs s'ils veulent qu'on puisse donner une interprétation rigoureuse de leurs intéressants travaux.

D. Gernez.

F. AUERBACH.— Ueber di eabsolute Anzahl von Schwingungen, welche zur Erzeugung eines Tones erforderlich sind (Sur le nombre absolu de vibrations qui sont nécessaires pour la production d'un son); *Ann. der Physik*, nouvelle série, t. VI, p. 591; 1879.

M. Pfaundler, en s'appuyant sur des observations faites avec la sirène et en utilisant les échos résonnants, avait avancé que deux vibrations suffisaient pour rendre un son perceptible.

L'auteur a repris la question en employant un diapason électrique, et il conclut de ses observations que vingt vibrations environ sont nécessaires pour la production d'un son caractéristique.

E. Masse.

M. SCHMITZ. — Ueber das specifische Drehungsvermögen des Rohrzuckers (Pouvoir rotatoire du sucre de canne); *Chem. Ber.*, t. X; 1877.

L'auteur, après avoir déterminé la densité du sucre pur précipité par l'alcool, a mesuré le pouvoir rotatoire des dissolutions au

moyen : 1° du polaristrobomètre de Wild, 2° du saccharimètre à pénombre de Laurent; 3° d'un appareil de polarisation de Mitscherlich capable de recevoir des tubes de 1^m de longueur. Le pouvoir rotatoire en fonction de la quantité d'eau q est donné par la formule

$$\alpha_D = 64,156 + 0,051596\,q - 0,00028052\,q^2.$$

Le pouvoir rotatoire du sucre pur est donc 64,156. Ces résultats sont d'accord avec ceux indiqués par Tollens. C. Daguenet.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XVIII. — Octobre 1879.

Mouton. — *Sur les lois de la dispersion des rayons calorifiques obscurs et la mesure de leurs longueurs d'onde*, p. 145.

Aimé Witz. — *Du pouvoir refroidissant de l'air aux pressions élevées*, p. 208.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VIII. — Octobre 1879.

Lord Rayleigh. — *Recherches d'Optique relatives spécialement au spectroscope*, p. 261.

Grylls. — *Polarimètres*, p. 275.

Oliver J. Lodge. — *Tentative de classification systématique des diverses formes de l'énergie*, p. 277.

Walter Baily. — *Méthode pour produire les phénomènes de magnétisme de rotation*, p. 286.

R.-H.-M. Bosanquet. — *État présent de l'acoustique expérimentale et projet d'organisation d'un laboratoire d'acoustique et plan de recherches*, p. 290.

F. Rosetti. — *Recherches expérimentales sur la température du Soleil*, p. 324.

MESURE DE LA LONGUEUR D'ONDE DES RAYONS CALORIFIQUES OBSCURS;

PAR M. L. MOUTON (¹).

PREMIÈRE PARTIE.

Le procédé que j'ai employé est basé sur les considérations suivantes.

Imaginons deux nicols placés à la suite l'un de l'autre et ayant leurs sections principales parallèles; entre eux une lame cristalline, de quartz par exemple, taillée parallèlement à l'axe, a sa section principale à 45° de celles des nicols; faisons traverser ce système par un faisceau lumineux que nous concentrerons ensuite sur la fente d'un spectroscope : le spectre présentera une série de bandes noires parallèles à la fente. C'est la belle et célèbre expérience de MM. Fizeau et Foucault (²). Considérons la partie centrale d'une de ces bandes noires, et soit λ la longueur d'onde à laquelle elle correspond. La vibration de cette longueur d'onde, n'ayant pu traverser le second nicol, a dû, par le fait de la lame, tourner d'un angle droit; les deux composantes en lesquelles la lame l'a décomposée ont donc pris, l'une par rapport à l'autre, une différence de marche d'un nombre impair de demi-longueurs d'onde $(2k+1)\frac{\lambda}{2}$. D'autre part, e étant l'épaisseur de la lame, n et n' ses deux indices par rapport à la longueur d'onde λ, cette différence de marche en air est $e(n'-n)$; on a donc la relation

$$e(n'-n) = (2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Si les nicols, au lieu d'être parallèles, sont à angle droit ou, comme on dit, à l'extinction, la relation est de la forme

$$e(n'-n) = h\lambda,$$

(¹) *Voir* le Mémoire complet (*Annales de Chimie et de Physique*, 5ᵉ série, t. XVIII, p. 145 et suiv.).

(²) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXVI et XXX.

où k est également un certain nombre entier qui diminue d'une unité quand on passe d'une bande à sa voisine du côté du rouge.

Selon la disposition que nous adopterons, la relation correspondante nous fournira le λ de chacune des bandes, si nous savons déterminer l'épaisseur e de la lame, ainsi que les indices n', n et le nombre k relatifs à cette bande.

Je vais montrer dans cette première Partie comment j'ai déterminé e et k.

L'épaisseur d'une lame collée sur verre ne peut guère se mesurer au sphéromètre, qui présente en outre l'inconvénient de ne pas préciser l'unité de longueur qui se trouve employée. Le premier procédé optique remonte à Biot (¹).

On sait que Newton a enregistré les couleurs successives que l'on rencontre à mesure qu'on s'éloigne du centre noir des anneaux réfléchis normalement et noté les épaisseurs correspondantes de la lame d'air; c'est ce qu'on appelle l'échelle chromatique de Newton. Cela posé, la méthode de Biot peut s'énoncer ainsi : Entre deux polariseurs à l'extinction, dans l'appareil de Norremberg par exemple, une lame mince cristalline donne une certaine teinte; on obtiendra son épaisseur en multipliant par une constante propre à la substance de la lame la double épaisseur correspondant à la même teinte dans l'échelle de Newton. Cette constante est pour le quartz, par exemple, environ $\frac{1}{109}$.

On voit sans peine que ce procédé n'est qu'une approximation. L'expression qui définit la couleur en un point d'une lame d'air d'épaisseur d des anneaux réfléchis de Newton est $\Sigma \sin^2 \pi \frac{2d}{\lambda} \alpha$, dans laquelle α désigne la fraction de lumière de longueur d'onde λ que contient la lumière incidente, et la somme devant être étendue à tout le spectre; d'autre part, la couleur, dans le cas de la polarisation chromatique parallèle d'une lame cristalline, est définie par $\Sigma \sin^2 \pi \frac{e(n'-n)}{\lambda} \alpha$.

Comme $n'-n$ est fonction de λ, ces deux intégrales ne sauraient

(¹) *Voir* BIOT, *Traité de Physique théorique et expérimentale*, t. IV, p. 342 et suiv. — BILLET, *Traité d'Optique physique*, t. I, p. 46.

être comparées ; mais, si l'on admet que $n' - n$ conserve la valeur constante qu'il a vers le jaune vif du spectre, les deux intégrales auront tous leurs éléments égaux si l'on a $e(n' - n) = 2d$. Les couleurs seront donc les mêmes dans les deux cas, et réciproquement, si les couleurs sont identiques, c'est que l'égalité précédente sera satisfaite.

La constante de Biot est donc le rapport $\frac{1}{n' - n}$, dans lequel on donnera aux indices n' et n les valeurs relatives au jaune du spectre. Et en effet, d'après les nombres de M. Mascart relatifs au quartz, $n' - n = 0,00915$ pour la raie D et $0,00918$ pour la raie E, et $\frac{1}{109} = 0,00916$.

L'approximation consiste donc à négliger la dispersion de double réfraction de la substance; l'erreur sera par suite d'autant plus grande que cette dispersion sera plus forte et que la lame sera plus épaisse.

Le procédé que j'ai employé est rigoureux ; il fournit en outre le nombre k relatif à chacune des bandes du spectre. Il repose : 1° sur l'emploi d'un réseau connu au lieu d'un prisme dans l'expérience de Fizeau et Foucault rappelée plus haut ; 2° sur l'usage d'un développement en série liant $n' - n$ à la longueur d'onde.

J'entends par réseau connu un réseau dont on aura déterminé la distance entre deux traits consécutifs par la condition que la longueur d'onde de la raie D la moins réfrangible soit égale au chiffre de Fraunhofer qu'a adopté M. Mascart, $0^{\mu},5888$ (¹) (μ désignera toujours à l'avenir le millième de millimètre de Fraunhofer). L'unité de longueur se trouve être ainsi le millimètre de Fraunhofer, ou mieux tout est rapporté à la longueur d'onde invariable de cette raie D. Le réseau que j'ai employé était de MM. Brunner frères ; les spectres y sont très beaux et très nets. Je le plaçais sur la plateforme du goniomètre bien connu des mêmes constructeurs, dont le vernier donne les $10''$ et au besoin les $5''$. En résolvant par rapport à ρ l'équation $\rho \sin \delta = n.0,0005888$, dans laquelle δ est l'écart de la raie D_1 pour un spectre d'ordre n, j'ai obtenu pour ρ la valeur $\frac{1}{178}$ de millimètre. Tout phénomène de bande pro-

(¹) *Annales de l'École Normale*, 1ʳᵉ série, t. I, p. 258.

duit dans le spectre aura maintenant sa longueur d'onde déterminée en millimètres de Fraunhofer par la mesure de son angle d'écart.

J'ai parlé en second lieu de l'emploi des formules de dispersion. Ce n'est point ici le lieu de rappeler toutes les discussions théoriques ou pratiques auxquelles la valeur relative des diverses formules proposées a donné lieu. Je dirai seulement, et cette raison tout empirique suffit au cas présent, que si l'on développe la différence des indices du quartz de B à G selon la formule simplifiée de Cauchy, $n' - n = \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2}$, réduite à deux constantes α et β pour lesquelles la méthode des moindres carrés appliquée aux nombres de M. Mascart [1] m'a donné

$$\alpha = 0{,}0088205,$$
$$\beta = 0{,}0001093,$$

et qu'on substitue ce développement à la fonction vraie inconnue qui lie dans le quartz $n' - n$ à λ, on verra, en comparant les nombres calculés aux nombres observés, qu'on ne commet pas dans le spectre lumineux une erreur de $\frac{1}{300}$ de la valeur de $n' - n$.

Cela posé, plaçons une lame de quartz d'épaisseur inconnue entre deux nicols à l'extinction, la lame à 45°, le tout en avant de la fente du goniomètre armé de son réseau; faisons traverser le système par un filet solaire et observons le premier spectre par exemple. Admettons que la lame soit d'épaisseur telle qu'au moins deux bandes noires soient bien nettement accusées dans les parties brillantes du spectre. Pour chacune d'elles, comme nous l'avons vu, l'expression $\frac{e(n' - n)}{\lambda}$ est un nombre entier. Soit k_0 la valeur de ce nombre pour la bande la moins diffractée; elle sera $k_0 - 1$ pour la suivante; δ_0 et δ_1 étant les écarts correspondant à ces bandes, nous avons les deux relations

$$(1)\qquad e\left(\frac{\alpha}{\rho \sin\delta_0} + \frac{\beta}{\rho^2 \sin^2\delta_0}\right) = k_0,$$

$$(2)\qquad e\left(\frac{\alpha}{\rho \sin\delta_1} + \frac{\beta}{\rho^2 \sin^2\delta_1}\right) = k_0 - 1.$$

---

(1) *Loc. cit.*, p. 238.

En les divisant membre à membre, il vient

$$\frac{k_0}{k_0 - 1} = \frac{\dfrac{\alpha}{\rho \sin \delta_0} + \dfrac{\beta}{\rho^3 \sin^3 \delta_0}}{\dfrac{\alpha}{\rho \sin \delta_1} + \dfrac{\beta}{\rho^3 \sin^3 \delta_1}} = A,$$

relation dans laquelle la valeur A du second membre est toute connue. Nous en tirons $k_0 = \frac{A}{A - 1}$, qui sera d'autant plus voisin d'un nombre entier que les mesures auront été mieux faites, *et ce nombre entier sera la vraie valeur de* k_0.

Cette valeur transportée dans les équations (1) et (2), chacune d'elles donne une valeur de e ; on prend la moyenne.

Voici un exemple du calcul.

Une de mes lames, le n° 3, fournit dans le spectre avec nicols croisés deux bandes se pointant très bien. J'ai trouvé $\delta_0 = 4°42'30''$, $\delta_1 = 5°47'$. On se rappelle que $\rho = \frac{1000^{\mu}}{178}$.

Ces nombres donnent $A = 1,2539$, d'où $k_0 = 4,938$, d'où je conclus que $k_0 = 5$. Ainsi la lame est de cinq ondes pour la longueur d'onde $\lambda_0 = \rho \sin \delta_0$, c'est-à-dire $0^{\mu},4609$; elle est de quatre ondes pour la longueur d'onde $\lambda_1 = \rho \sin \delta_1$, ou $0^{\mu},5658$. Celle-ci est bien, en effet, à peu près la longueur moyenne qu'on appelle *longueur d'onde du blanc* dans l'emploi de la méthode des couleurs de Biot ; aussi M. Laurent avait désigné cette lame sous le nom de *lame quatre ondes*.

Enfin, si au moyen de chacune des deux équations

$$e\left(\frac{\alpha}{\rho \sin \delta_0} + \frac{\beta}{\rho^3 \sin^3 \delta_0}\right) = 5,$$

$$e\left(\frac{\alpha}{\rho \sin \delta_1} + \frac{\beta}{\rho^3 \sin^3 \delta_1}\right) = 4,$$

où maintenant tout est connu excepté l'épaisseur e, nous calculons cette épaisseur, la première donne $e = 246^{\mu},9$, la seconde $e = 247^{\mu},1$, d'où 247^{μ} pour la valeur de e. La méthode de Biot lui aurait assigné l'épaisseur trop faible de 224^{μ} environ.

Tandis que la méthode de Biot ne réussit qu'avec des lames d'épaisseur inférieure à une certaine limite, le procédé qui précède,

au contraire, n'est applicable qu'à des lames d'épaisseur supérieure à une limite déterminée ; mais, de même que Biot étendait la méthode des couleurs à des lames, trop épaisses pour en donner seules ([1]), en les croisant avec une lame connue de même substance, on peut étendre le procédé précédent à des lames trop minces en y adjoignant parallèlement une lame semblable déjà étudiée. De l'épaisseur totale obtenue on retranche l'épaisseur connue de la lame auxiliaire.

Comme on a autant d'équations que de bandes, on peut, dans le cas de lames assez épaisses, former plusieurs couples ou pointer des bandes distantes de 1, 2, 3, ...

Enfin, au lieu de croiser les nicols, on peut les mettre parallèles. Les nombres auxquels correspondent les bandes sont alors, comme on l'a vu, de la forme $\frac{2k+1}{2}$. On a par là une nouvelle série de mesures qui avaient pour mon sujet une importance spéciale, en ce qu'elles me donnaient immédiatement l'ordre de la dernière bande noire visible dans la disposition même où seront faites les mesures calorifiques. Ainsi, dans cette disposition, la dernière bande noire visible du côté rouge de la lame n° 3 dont j'ai parlé tout à l'heure correspondait au nombre $\frac{7}{2}$ et à une longueur d'onde $0^{\mu},6348$.

Pour résumer, on voit donc que j'ai pu réunir pour chacune des lames de quartz que j'ai employées les données analogues aux suivantes.

La lame n° 3 a une épaisseur de 247^{μ}, et, si elle est placée entre les nicols parallèles, sa dernière bande noire du côté rouge du spectre lumineux correspond à une différence de phase égale à $\frac{7}{2}$. J'ai donc à attendre de cette lame, si toutefois le spectre calorifique est suffisamment étendu, les bandes successives $\frac{5}{2}$, $\frac{3}{2}$ et $\frac{1}{2}$.

Bien que cela sorte du sujet de ce travail, il ne paraîtra peut-être pas sans intérêt que j'indique sommairement ici deux applications qui me semblent pouvoir être faites de la méthode qui vient d'être exposée.

([1]) *Traité de Physique théorique et expérimentale*, t. IV, p. 411 et suiv.

La première serait la comparaison du pas de la vis d'un sphéromètre au millimètre de Fraunhofer ou, si l'on aime mieux, à la longueur d'onde de la raie D_1. Une lame de quartz parallèle, non collée sur verre et mesurée à un sphéromètre Cauchoix du laboratoire, m'a donné $1^{mm},002$. La plaçant dans le système polariseur, j'y ai pointé sans trop de soin sept bandes dans le cas des nicols croisés, deux pour vérification dans le cas des nicols parallèles. Le nombre k_0, se rapportant dans le premier cas à la bande la plus diffractée, a été trouvé 14,1, d'où 14. En calculant les épaisseurs fournies par les neuf bandes pointées, j'ai trouvé $985^{\mu},24$, $984^{\mu},68$, $985^{\mu},4$, $984^{\mu},63$, $984^{\mu},01$, $984^{\mu},63$, $984^{\mu},95$, $984^{\mu},99$, dont le plus grand écart est $1^{\mu},86$ et dont la valeur moyenne $984^{\mu},86$ ne s'éloigne que de $0^{\mu},85$ de la valeur qui en diffère le plus.

Il résulterait que le millimètre du sphéromètre employé vaut à très peu près $\frac{984,86}{1002}$ millimètres de Fraunhofer ou

$$\frac{984,86}{1002 \times 0,0005888} = 1669$$

longueurs d'ondulation de la raie D_1.

Tout ce qui précède ne s'applique qu'à des lames d'une substance dont on connaît les indices par rapport à un nombre suffisant de longueurs d'onde. La seconde application que je propose a trait à des lames d'une substance dont on ne connaîtrait aucun indice. Dans le travail que j'ai rappelé au début, MM. Fizeau et Foucault (¹) ont fait remarquer que, si l'on connaissait le nombre k se rapportant à l'une des bandes, on en déduirait le nombre propre à chacune des autres, et par suite les diverses valeurs que prend avec la longueur d'onde le produit $e(n'-n)$, c'est-à-dire la *dispersion de double réfraction de la lame*. Mais le procédé qu'ils indiquent pour la détermination de ce nombre k n'est pas, en général, praticable. Or, si l'on admet *a priori* le développement en série sous la forme $a + \frac{b}{\lambda^2} + \cdots$ de $n'-n$, ce que toutes les déterminations d'indices effectuées montrent comme n'étant jamais loin de la vérité, il suffira de prendre dans notre système d'équations

(¹) *Loc. cit.*, p. 146.

une équation de plus qu'on n'a admis de constantes, et, en éliminant les produits *ea*, *eb*, on obtiendra le nombre *k*.

Je l'ai fait avec une lame de gypse. En prenant seulement deux constantes et les trois équations fournies par les trois premières bandes, j'ai obtenu, pour *k*, 10,09, d'où 10. En calculant alors les valeurs successives du produit $e(n-n')$ correspondant aux $\lambda = \rho \sin\delta$ des bandes, j'ai pu former le Tableau suivant :

Longueurs d'onde.	$e(n-n')$.
$0^{\mu},5903$	5,908
0,5363	5,897
0,5125	5,893
0,4910	5,891
0,4543	5,896
0,4214	5,903

qui montre que la différence $n-n'$ des deux indices principaux du gypse passe par un minimum dans les environs de la longueur d'onde $0^{\mu},4910$, c'est-à-dire entre E et F.

M. von Lang (¹), dans des mesures d'indices faites par la méthode des prismes, a constaté ce minimum vers E.

LAMPE ÉLECTRIQUE A INCANDESCENCE;

PAR M. ÉMILE REYNIER.

Le système de lampe électrique à incandescence que j'ai imaginé repose sur le principe suivant.

Si une mince baguette de carbone C (*fig.* 1), pressée latéralement par un contact élastique *l* et poussée suivant son axe sur un contact fixe B, est traversée entre ces deux contacts par un courant assez énergique, elle devient incandescente dans cette portion *ij*, qui s'amincit en pointe, l'usure étant rapide à l'extrémité *j* plus qu'en toute autre place. La baguette tend donc à se raccourcir;

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. VII, p. 277.

mais, à mesure que l'usure de la pointe se produit, le charbon, sans cesse poussé, progresse en glissant dans le contact latéral *l*, de manière à buter sans cesse sur le contact en bout B. Le phénomène d'incandescence est continu et dure jusqu'à usure complète de toute la partie utilisable de la baguette C.

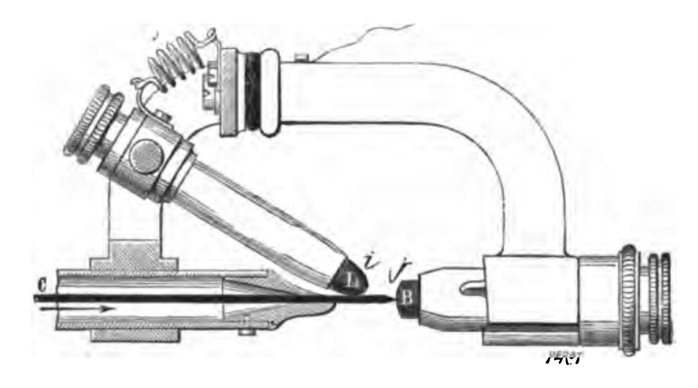
Fig. 1.



Sur ce principe, j'ai successivement construit divers modèles de lampes à incandescence, pour arriver, de perfectionnement en perfectionnement, au brûleur simple et sûr adopté aujourd'hui.

Ce nouveau bec est représenté *fig.* 2.

Fig. 2.



Le charbon C, poussé dans le sens de la flèche par un mécanisme quelconque, bute sur le contact en bout B; le contact latéral L, monté à l'extrémité d'un levier, s'appuie sur le charbon par le tirage d'un ressort à boudin *r* et limite entre *i* et *j* l'incandescence de la baguette.

Le contact en bout est serré dans un porte-contact fixé à baïonnette dans la douille inférieure du bec. Pour introduire le charbon dans la lampe, on retire ce porte-contact, qui laisse libre l'orifice du tube, on pousse le charbon dans ce tube, puis on remet en place le contact en bout, et la lampe est prête à fonctionner.

La valeur photométrique de l'appareil varie de cinq à vingt becs Carcel, selon la longueur d'incandescence qu'on se donne et l'énergie de la source électrique employée. Par exemple, avec une pile de huit couples Bunsen plats, modèle Ruhmkorff, on obtient une lumière de dix à douze becs, utilisable pour des expériences d'Optique.

Avec des électromoteurs puissants, tels que les machines magnéto-électriques actuellement employées dans l'industrie, on peut illuminer un nombre de lampes à incandescence relativement grand et réaliser ainsi un fractionnement de lumière avantageux.

DÉPLACEMENTS RÉCIPROQUES ENTRE L'OXYGÈNE ET LES ÉLÉMENTS HALOGÈNES UNIS AUX MÉTAUX PROPREMENT DITS;

PAR M. BERTHELOT.

[EXTRAIT (1)].

1. Dressons le Tableau des quantités de chaleur dégagées par un même élément métallique, uni soit à l'oxygène, soit au chlore, soit au brome gazeux, soit à l'iode gazeux, pour former des composés anhydres; nous obtiendrons les valeurs suivantes :

(1) *Essai de Mécanique chimique fondée sur la Thermochimie*, 2 volumes in-8°.

L'énoncé du principe nécessaire pour comprendre cet article a été donné dans ce Journal, t. III, p. 169, année 1874; le voici : *Tout changement chimique accompli sans l'intervention d'une énergie étrangère tend vers la production du corps ou du système de corps qui dégage le plus de chaleur.*

Nos lecteurs verront, par ce fragment détaché d'un Chapitre de l'Ouvrage, combien l'application de ce principe est exacte, avec quelle sûreté il a permis de prévoir des réactions nouvelles et aussi avec quelle réserve il doit être employé, à cause des énergies étrangères qui peuvent intervenir. (*Rédaction.*)

	O = 8.	Cl = 35,5.	Br = 80.	I = 127.
Potassium : K..........	< 69,8 (1)	105,0	100,4	85,4
Sodium : Na................	50,1 (2)	97,3	90,7	74,2
Calcium : Ca.............	66,0	85,1	75,8	59,3
Strontium : Sr.............	65,7	92,3	84,0	voisin de 68
Magnésium : Mg.... voisin de	74,9 (3)	75,5	voisin de 70	voisin de 54
Manganèse : Mn..... voisin de	47,4 (3)	56,0	voisin de 50	voisin de 34
Fer (protosels) : Fe.. voisin de	34,5 (3)	41,0	voisin de 35	voisin de 19
Zinc : Zn...................	43,2	48,6	43,1	30,0
Cadmium : Cd...... voisin de	33,2 (3)	46,6	42,1	27,4
Plomb : Pb................	25,6	42,6	38,5	26,6
Cuivre (protosels) : Cu^2.......	21,0	33,1	30,0	21,9
Mercure (persels) : Hg.......	15,5	31,4	30,4	22,4
Argent : Ag..............	3,5	29,2	27,7	19,7
Aluminium : $\frac{2}{3}$Al...........	65,3 (3)	53,6	44,2	28,8

Ces nombres sont rapportés à la température ordinaire. Si on les évalue pour les chiffres à une température de 400° ou 500°, les composés, étant supposés demeurer solides, éprouveront de légères variations, l'étendue de ces variations étant telle que l'écart thermique entre la formation d'un oxyde et celle d'un sel halogène sera accru de + 1,0 à + 0,8, en moyenne, au profit de l'oxyde. Nous envisagerons d'ailleurs les réactions, autant que possible, dans les limites de température où les composés binaires qui y figurent n'éprouvent point de décomposition propre ou de dissociation.

2. *D'après ces nombres, le chlore gazeux doit décomposer tous les oxydes métalliques anhydres* compris dans le Tableau, avec formation de chlorures métalliques et d'oxygène gazeux.

C'est, en effet, ce que l'expérience vérifie, pourvu que l'on détermine la réaction en élevant convenablement la température.

3. La même réaction a lieu également avec les oxydes d'or, de

---

(1) Ce nombre se rapporte à la formation de l'hydrate, laquelle comprend en plus l'union de HO avec l'oxyde, réaction qui doit dégager au minimum 8^{Cal} à 10^{Cal}, d'après les analogies tirées des terres alcalines.

(2) D'après M. Beketoff.

(3) Ce nombre comprend la chaleur d'hydratation de la base, quantité qui ne paraît pas très-considérable, d'après les analogies tirées des oxydes de zinc (— 1,4) et de plomb (+ 1,2).

platine, etc., conformément à des prévisions analogues. Mais ces métaux n'ont pas été compris dans le Tableau, parce que leurs oxydes sont facilement décomposables par la chaleur seule, c'est-à-dire par une énergie étrangère qui agit dans le même sens que l'affinité et dont les effets ne peuvent, dans ce cas, en être séparés avec certitude. L'existence d'une décomposition analogue, quoique plus limitée, a fait exclure aussi du Tableau les composés ferriques, cuivriques et mercureux des éléments halogènes, tous corps décomposables d'ailleurs par le gaz oxygène à haute température.

4. Ajoutons enfin que les oxydes terreux et plusieurs autres absorbent déjà à froid le chlore, en formant des hypochlorites et autres composés secondaires, dont la formation est rendue possible par l'excès d'énergie que le système chlore et métal possède par rapport au système métal et oxygène. Mais, à une température suffisamment haute, ces composés peu stables sont détruits. Au delà de ce degré de température, la réaction se réduit donc à une substitution directe pure et simple du chlore à l'oxygène.

5. La *substitution contraire*, c'est-à-dire celle de l'oxygène au chlore, peut avoir lieu avec certains métaux, tels que l'aluminium. Mais elle s'explique par des raisons thermiques semblables et fournit dès lors une confirmation frappante de la théorie.

Ainsi :

$$Al^2 + O^3 = Al^2O^3, \text{ dégage environ : } + 195^{Cal},8,$$
$$Al^2 + Cl^3 = Al^2Cl^3 \text{ anhydre, dégage : } + 160^{Cal},9.$$

Dès lors le déplacement du chlore par l'oxygène dans le chlorure d'aluminium, avec formation d'alumine, doit dégager un nombre voisin de $+ 34^{Cal},9$. En fait, le chlorure d'aluminium, chauffé au rouge sombre dans l'oxygène sec, au sein d'un petit ballon, dégage du chlore. La réaction est incomplète, soit à cause de son extrême lenteur, soit à cause de la formation de quelque oxychlorure, accompagnée de phénomènes d'équilibre. A une plus haute température, ces effets deviendraient sans doute plus nets; mais j'ai été arrêté par l'attaque des vases.

6. Certains autres déplacements du chlore par l'oxygène peuvent avoir lieu, en raison de la formation d'*oxydes non équivalents aux chlorures décomposés*. Tel est le cas du chlorure manganeux. Sa chaleur de formation (56^{Cal}) surpasse celle de l'oxyde manganeux (47^{Cal}); mais elle est surpassée à son tour par celle du bioxyde (58^{Cal}) : le déplacement direct du chlore par l'oxygène doit donc être possible.

En effet, le chlorure manganeux anhydre, chauffé fortement dans un matras de verre, au sein d'une atmosphère d'oxygène sec, dégage du chlore et forme un oxyde manganique, probablement identique avec l'oxyde obtenu par la calcination du bioxyde, et dont la chaleur de formation doit être voisine de celle du bioxyde, si même elle ne la surpasse.

Je rappellerai ici que le perchlorure de fer, chauffé au rouge sombre dans l'oxygène, fournit aussi du chlore et du peroxyde de fer. Mais le résultat est complexe, le perchlorure de fer éprouvant dans ces conditions un commencement de dissociation propre, avec perte de chlore, et par suite la chaleur de la formation du sesquioxyde se trouvant opposée à celle du protochlorure de fer, qu'elle surpasse de moitié environ. Le phénomène est donc du même ordre que la décomposition du chlorure manganeux par l'oxygène.

Bref, nous pouvons observer ici des phénomènes d'équilibre, suivant les masses relatives et les conditions d'élimination de l'un ou de l'autre des éléments antagonistes, attendu que nous sommes dans ces conditions de dissociation où l'énergie due à l'acte de l'échauffement concourt avec l'énergie chimique.

Le chlorure de magnésium anhydre lui-même, chauffé fortement dans l'oxygène au fond d'un matras de verre, donne quelques traces de chlore : ce qui s'explique, l'oxyde et le chlorure étant formés avec des dégagements de chaleur presque identiques, et la production d'un oxychlorure déterminant une substitution partielle, en vertu de l'énergie supplémentaire qui détermine la formation de l'oxychlorure ([1]).

7. *Le brome gazeux doit décomposer presque tous les oxydes*

([1]) Sauf la réserve due à quelque action secondaire, produite par le vase de verre.

métalliques compris dans le Tableau, avec formation de bromures métalliques et d'oxygène libre, ce qui est conforme à l'expérience générale des chimistes. Il suffit de chauffer ces oxydes dans la vapeur de brome pour les changer en bromures, avec dégagement d'oxygène.

8. La *substitution inverse*, c'est-à-dire celle du brome par l'oxygène, doit cependant se produire avec certains métaux, tels que l'aluminium, plus aisément même que celle du chlore par l'oxygène. En effet :

$Al^2 + O^3$ dégage environ : $+ 195{,}8^{Cal}$ }
$Al^2 + Br^3$ dégage........ $+ 132{,}6$ } différence : $+ 62{,}2$.

Ainsi le déplacement du brome gazeux par l'oxygène sec dégage $+ 62^{Cal},2$. En fait, le bromure d'aluminium, chauffé au rouge sombre, prend feu dans l'oxygène sec ; il brûle avec flamme et formation de brome et d'alumine anhydre.

Cette *combustion vive d'un bromure métallique* m'a paru très digne d'intérêt : elle rapproche le bromure d'aluminium du bromure phosphoreux, qui possède la même propriété. Tous ces résultats fournissent de nouvelles preuves à l'appui des lois de la nouvelle Mécanique chimique.

9. Dans l'ordre même des métaux proprement dits, *l'oxygène et le brome doivent se faire équilibre* vis-à-vis du zinc, les chaleurs dégagées étant à peu près les mêmes vers 400° à 500°. En effet, un courant de gaz oxygène sec dégage le brome gazeux du bromure de zinc, chauffé dans un matras jusqu'à volatilisation. Mais la réaction est incomplète (oxybromure?).

Avec le bromure de magnésium anhydre, même réaction, également conforme aux valeurs thermiques les plus probables.

Avec les bromures de potassium, de sodium, de baryum, de calcium, d'argent, on n'observe rien d'analogue.

Au contraire, le bromure manganeux anhydre est facilement décomposé par le gaz oxygène sec, vers le rouge sombre, avec dégagement de brome et formation d'oxyde manganique, ce qui pouvait être prévu, d'après les faits relatifs au chlorure, et la chaleur

de bromuration des métaux étant toujours moindre que la chaleur de chloruration.

10. Les *déplacements réciproques entre l'oxygène gazeux et l'iode gazeux* méritent une attention toute particulière. En effet, les prévisions déduites des nombres du Tableau sont très propres à permettre la discussion de la théorie, en raison de leur diversité : les réactions prévues d'après le signe de la chaleur dégagée devant être contraires, suivant la nature des métaux mis en présence des deux éléments électronégatifs.

1° *Avec le potassium et le sodium, à une température convenable, l'iode doit déplacer complètement l'oxygène :* c'est, en effet, ce que Gay-Lussac ([1]) a observé, dans son remarquable Mémoire sur l'iode, en opérant avec les oxydes de potassium et de sodium anhydres et la vapeur d'iode vers le rouge obscur.

Cependant la réaction inverse peut être observée, au moins jusqu'à un certain degré, à une température moins élevée et dans des conditions spéciales, ainsi que je l'ai montré ([2]). En effet, l'iodure de potassium sec absorbe l'oxygène vers 400° à 450°, en formant un iodate de potasse basique et un iodure ioduré. Mais ici intervient une énergie complémentaire, due à la réaction de l'oxygène sur l'iodure de potassium, avec formation d'iodate de potasse : réaction qui dégagerait, à la température ordinaire, $+44^{Cal},1$ pour chaque équivalent d'iodure changé en iodate neutre. Cette énergie peut concourir d'ailleurs au déplacement simultané d'une certaine dose d'iode par l'oxygène, car elle surpasse tout écart vraisemblable entre la chaleur de formation de l'iodure de potassium et celle de l'oxyde de potassium anhydre.

Il est en effet facile de s'assurer qu'un courant d'oxygène sec dirigé sur l'iodure de potassium, chauffé dans un matras, forme un composé brun, capable de dégager ultérieurement de l'iode, quoique la réaction de l'oxygène soit ici bien moins prononcée qu'avec les iodures métalliques proprement dits.

L'iodure de sodium se comporte de même.

([1]) *Annales de Chimie*, t. XCI, p. 36-37; 1814.
([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XII, p. 313.

La formation de l'iodate de potasse et des composés secondaires qui en dérivent dans cette circonstance est accompagnée, comme je l'ai montré, de phénomènes de dissociation, dans lesquels l'oxygène et l'iode se font équilibre.

Mais fait-on disparaître cette complication en opérant à une température telle que l'iodate cesse d'exister et, par conséquent, de pouvoir se produire, ou bien en faisant intervenir un excès de vapeur d'iode capable d'entraîner à mesure l'oxygène mis en liberté, on observe les phénomènes reconnus par Gay-Lussac et prévus par la théorie thermique des affinités.

2° Au contraire, *avec le calcium et l'aluminium, l'oxygène doit déplacer l'iode gazeux directement*, d'après les nombres thermiques. C'est ce que l'expérience confirme pleinement. Fondons l'iodure de calcium, afin de l'obtenir anhydre, dans un petit matras, au sein d'une atmosphère inerte : nous constatons ainsi que la chaleur seule ne le décompose pas; puis laissons-le refroidir. Remplissons le ballon d'oxygène sec, par déplacement, et chauffons de nouveau. Dès que le sel commence à fondre, l'iode se dégage en abondance sous le jet d'oxygène, et l'on peut ainsi parvenir jusqu'à la chaux pure, au bout d'un temps convenable. C'est une belle expérience de cours.

Elle réussit également avec les iodures anhydres de baryum, de lithium et de strontium. Ce dernier résiste mieux que ses congénères : ce qui est conforme encore aux prévisions, les chaleurs de formation de l'oxyde et de l'iodure de strontium vers 500° étant à peu près les mêmes.

Cependant, d'après Gay-Lussac, la chaux, la baryte et la strontiane peuvent absorber l'iode sans dégager d'oxygène, sans nul doute avec formation d'iodate ou de periodate, et suivant une réaction analogue à celle qui a été signalée plus haut pour l'iodure de potassium. Mais c'est là une réaction secondaire, dont les produits disparaissent sous l'influence d'une température plus haute ou d'un excès d'oxygène.

Tous les métaux terreux se comportent de même. C'est pour cela que leurs iodures sont si difficiles à obtenir à l'état anhydre : les difficultés que l'on a rencontrées dans la préparation de ces iodures sont prévues par les considérations thermiques. En réalité, un seul procédé pourrait permettre de les obtenir rigoureu-

sement purs : ce serait d'évaporer leur dissolution dans un courant d'acide iodhydrique gazeux, pur ou mêlé d'hydrogène.

Le déplacement direct et abondant de l'iode gazeux par l'oxygène réussit de même avec l'iodure de magnésium et avec l'iodure de zinc, dernier corps dont Gay-Lussac avait déjà remarqué la décomposition par l'oxygène.

Ce déplacement a lieu également bien avec l'iodure de cadmium, beau corps cristallisé et anhydre que l'on se procure aisément dans le commerce.

L'iodure manganeux sec prend feu dans l'oxygène et brûle comme de l'amadou, en dégageant de l'iode et en laissant de l'oxyde manganique.

Les iodures d'étain, d'antimoine, d'arsenic, chauffés, sont attaqués si énergiquement par l'oxygène, qu'ils prennent feu et brûlent avec une flamme rouge, en produisant de l'iode et des acides stannique, antimonique, arsénieux : on y reviendra.

La même réaction a lieu avec l'iodure d'aluminium. En effet, MM. Deville et Troost ont observé la combustion vive de cet iodure, dont la vapeur détone quand elle est mélangée d'oxygène. M. Hautefeuille a observé aussi la combustion de l'iodure de titane; M. Friedel, celle de l'iodure de silicium. Ajoutons qu'il en est de même des iodures de phosphore.

Dans toutes ces réactions, il y a substitution directe de l'iode par l'oxygène, avec un dégagement de chaleur considérable et conforme aux prévisions générales de la théorie. Soit, par exemple, l'iodure d'aluminium comparé à l'alumine :

$$Al^2 + O^3 = Al^2O^3, \text{ dégage environ : } + 195^{Cal},8,$$
$$Al^2 + I^3 \text{ gaz} = Al^2I^3 \text{ anhydre, dégage : } + 86^{Cal},3.$$

Il résulte du rapprochement de ces nombres que le déplacement de l'iode gazeux par l'oxygène sec dans l'iodure d'aluminium dégage $+ 109^{Cal},5$, valeur énorme et qui explique bien l'inflammation de l'iodure d'aluminium.

3° Mais *le signe thermique du phénomène demeure indécis pour l'iodure de plomb, le protoiodure de cuivre* (dans les limites des températures ordinaires des expériences), *probablement aussi pour l'iodure de bismuth.*

Aussi, circonstance remarquable, voyons-nous reparaître ici ces

phénomènes d'équilibre et de dissociation, accompagnés sans doute par la formation de composés secondaires, oxyiodures ou autres, phénomènes qui permettent de déplacer à volonté chacun des éléments par son antagoniste, suivant les proportions relatives mises en présence.

Par exemple, l'iodure de plomb, l'iodure de bismuth, l'iodure de mercure, chauffés fortement dans une atmosphère d'oxygène, dégagent de l'iode, quoique avec difficulté, surtout pour les deux premiers. Mais Gay-Lussac avait signalé, dès 1814, les décompositions inverses des oxydes de plomb, de bismuth, par l'iode avec dégagement d'oxygène et formation d'iodures (*loc. cit.*, p. 37 et 39). Le protoxyde de cuivre absorbe d'abord l'iode, d'après Gay-Lussac, sans dégager d'oxygène, ce qui permet d'expliquer la décomposition de l'iodure cuivreux par la formation temporaire d'un oxyiodure.

4° Deux métaux seulement restent à examiner sur notre liste : le mercure et l'argent. Pour ces deux métaux, la chaleur de formation des iodures surpasse notablement celle des oxydes. Aussi l'iode déplace-t-il aisément l'oxygène de ces oxydes, tandis que la réaction inverse n'a point été observée. Un jet d'oxygène dirigé sur l'iodure d'argent fondu n'en extrait point d'iode. Avec l'iodure de mercure, on n'observe autre chose que des traces d'iode, produites par la dissociation spontanée de l'iodure qui se sublime.

11. En résumé, les réactions comparées des éléments halogènes et de l'oxygène sur les divers métaux, les déplacements réciproques entre l'iode et l'oxygène en particulier, ne dépendent ni du type, ni des formules atomiques ou autres des combinaisons. Elles ne sont pas davantage réglées par l'ordre électro-chimique, réputé invariable et absolu, des éléments antagonistes. Mais elles dépendent au contraire des quantités de chaleur dégagées par la combinaison directe des métaux avec chacun des éléments : la connaissance de ces quantités de chaleur permet de prévoir le sens, les particularités et le renversement même des réactions.

UN SPECTROSCOPE POUR ÉTUDIER LES PHÉNOMÈNES DE FLUORESCENCE;

PAR M. S. LAMANSKY.

Une des plus importantes études sur les phénomènes de fluorescence est celle du *spectre fluorescent*. Pour atteindre ce but, quelques physiciens ont employé la méthode suivante. On projette un spectre assez pur pour qu'on puisse y voir les principales raies de Fraunhofer sur un corps fluorescent, solide même, ou sur la paroi d'un flacon de verre qui contient un des liquides fluorescents, et l'on détermine les parties du spectre dans lesquelles naît la fluorescence, celle où elle atteint la plus grande intensité et celle où elle vient à disparaître.

Pour éviter l'action perturbatrice du verre dans les expériences avec les fluides fluorescents et encore pour constater dans les phénomènes eux-mêmes la plus grande précision, quelques physiciens (Moser, Pierre, Hagenbach) ont cherché le développement du spectre direct sur la surface libre du liquide.

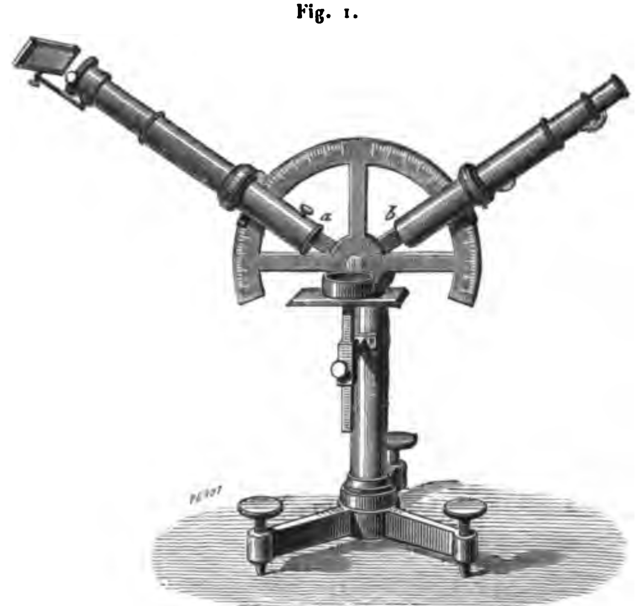
Dans ce but, M. Hagenbach dispose ses expériences dans la forme suivante. Il place la fente et le prisme horizontalement et projette le spectre sur la surface libre du liquide. Cette méthode est très-simple, mais elle présente quelques difficultés quand on veut étudier l'action des rayons colorés sous les différents angles d'incidence. Dans ce cas, il est nécessaire, pour chaque expérience, de placer tous les instruments.

Pour éviter ces embarras et pour donner le moyen d'étudier les phénomènes fluorescents avec une plus grande commodité, j'ai fait construire chez M. J. Duboscq le spectroscope dans la forme qui est représentée par le dessin suivant (*fig.* 1). L'arrangement de cet appareil est déjà clair, sinon évident par la vue du dessin lui-même. Je n'ai donc qu'à ajouter quelques mots.

Le collimateur et la lunette du spectroscope à vision directe sont fixés séparément sur une alidade ; ils peuvent être placés à volonté sous les différents angles. Le collimateur est muni d'un petit porte-lumière. Son miroir peut être mû dans deux directions, afin de pouvoir diriger les rayons lumineux dans chaque position du collimateur vers son axe optique.

Dans le prolongement (a) du tube du collimateur est placé le prisme à vision directe, muni lui-même d'une lentille qui projette le spectre sur la surface du liquide. Ce dernier est dans une cuve de verre placée sur une table qui peut être élevée et abaissée. La

Fig. 1.



surface intérieure de cette cuve est dépolie et la surface extérieure est noircie. La lunette est visée sur la surface même du liquide. Dans ce but, la distance focale de la lunette ordinaire du spectroscope est raccourcie par l'addition d'un deuxième objectif qui peut être éloigné à volonté.

La division sur l'alidade permet de déterminer les angles sous lesquels tombent les rayons colorés sur la surface du liquide et les angles sous lesquels on observe le spectre fluorescent. En couvrant l'appareil avec une étoffe noire, on peut éviter complètement l'influence de la lumière étrangère.

Cette méthode d'observation du spectre fluorescent sur une surface liquide nous a permis de faire les expériences avec une plus grande commodité qu'on ne l'a fait jusqu'à présent. Je me réserve de publier dans quelque temps les expériences exécutées avec ce spectroscope.

L'appareil que je viens de décrire peut servir aussi pour plusieurs autres expériences, par exemple pour l'étude du spectre réfléchi sur les différents corps solides, etc.

On comprend bien que cet appareil peut s'appliquer comme un spectroscope ordinaire à vision directe. Pour ce but, il est nécessaire seulement de placer le collimateur et la lunette dans la direction horizontale, d'enlever le prisme à vision directe du tube *a* pour le placer dans le tube *b*, en éloignant préalablement de ce prisme la lentille qui nous a servi pour la projection du spectre sur la surface du liquide, enfin d'éloigner le deuxième objectif de la lunette.

H.-A. ROWLAND. — On professors Ayrton and Perry's new theory of the Earth's magnetism, with a Note on a new theory of the aurora (Sur la théorie du magnétisme terrestre proposée par MM. Ayrton et Perry ; Note sur une nouvelle théorie de l'aurore boréale); *Phil. Magazine*, 5ᵉ série, t. VIII, p. 102; août 1879.

On se rappelle que MM. Ayrton et Perry [1] ont proposé d'expliquer le magnétisme terrestre par l'action qu'exercerait sur l'aiguille aimantée une charge d'électricité statique que posséderait la Terre et qui participerait à son mouvement. Ces auteurs ont calculé la valeur de la charge électrique qui serait nécessaire pour produire l'intensité actuelle du magnétisme terrestre. D'après M. Rowland, une erreur de signe qui s'est glissée dans ce calcul, et qui porte sur un exposant, a rendu le résultat numérique trouvé par MM. Ayrton et Perry 400 millions de fois trop faible.

La charge fournie par un calcul exact donnerait à la Terre un potentiel de

$$41 \times 10^{15} \text{ volts.}$$

Une pareille charge produirait dans l'air à la pression atmosphérique une étincelle longue de 6 millions de milles anglais; elle soulèverait par répulsion électrique la surface de la Terre et jetterait la perturbation dans les mouvements planétaires. M. Rowland rejette donc la théorie du magnétisme terrestre, que l'on avait voulu tirer

(1) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 356; 1879.

de sa propre expérience sur la convection électrique, et à laquelle il avait pensé de son côté.

En revanche, M. Rowland propose une nouvelle théorie de l'aurore boréale. L'électricité terrestre réside principalement dans les hautes régions de l'atmosphère; les courants d'air supérieurs qui vont de l'équateur au pôle y emportent leur électricité. Cette électricité se décharge vers le sol à travers l'air sec du pôle en produisant l'aurore boréale ou australe.

A l'équateur l'attraction électrostatique exercée par la Terre sur les couches supérieures de l'atmosphère produit un état d'équilibre instable.

En un point de moindre résistance, l'atmosphère supérieure se précipite vers la Terre, de la vapeur d'eau se condense, et il se forme ainsi un conducteur électrique qui facilite l'écoulement électrique : ce serait là l'origine des orages équatoriaux.

G. Lippmann.

JOHN KERR. — **Electro-optic observations on various liquids (Observations électro-optiques sur divers liquides)**; *Phil. Magazine*, 5e série, t. VIII, p. 85-102; août 1879.

Nous avons déjà rendu compte (t. IV, p. 366, et t. V, p. 98) des premières recherches de M. Kerr sur la double réfraction développée par l'action de l'induction électrique sur le verre, le sulfure de carbone et quelques autres liquides.

M. Kerr a repris ses recherches sur ce sujet en faisant usage de moyens d'observation plus parfaits; il a pu ainsi confirmer et étendre ses premières conclusions.

I. Son appareil est tout à fait analogue à celui que nous avons déjà décrit, mais construit avec le plus grand soin et quelques améliorations. La cellule destinée à recevoir le liquide soumis à l'induction est percée dans un bloc de verre et fermée latéralement par des lames en glace à fermeture hermétique. Les conducteurs, terminés par deux petites sphères en cuivre dont la fermeture est assurée par un joint en plomb, puis recouvertes électrolytiquement

d'une couche d'argent, sont placés en regard à une faible distance dans la cellule et communiquent, par des fils de cuivre qui passent par des orifices très fins percés dans le verre, l'un avec le conducteur d'une machine électrique, l'autre avec le sol. Un robinet en verre placé au bas de la cellule permet de renouveler le liquide introduit par une ouverture supérieure. Le tout est porté par des colonnes en verre vernies à la gomme laque.

La disposition des diverses pièces de l'appareil est la suivante : 1° flamme d'une lampe à huile de paraffine; 2° nicol polarisant dont la section principale est inclinée à 45° sur l'horizon; 3° cellule à liquide disposée de manière que la ligne de jonction des électrodes soit horizontale; 4° système de lames de verre compensatrices qui peuvent être soumises à une traction verticale mesurée par des poids; 5° plaque neutralisante en verre, de structure irrégulière, dont l'usage est nécessaire dans les observations les plus délicates pour compenser la faible biréfringence des lames de la cellule; 6° compensateur à main consistant en une lame de verre verticale qui peut être soumise à une flexion variable produite par la main de l'observateur parallèlement à l'axe du faisceau lumineux, et destinée à donner le sens de la biréfringence développée dans le liquide; 7° nicol analyseur dont la section droite est inclinée à 45° sur l'horizon et perpendiculaire à celle du polariseur.

II. L'appareil étant réglé, l'extinction de la lumière est complète et peut être détruite si l'on agit sur le compensateur à main. La machine électrique est alors mise en action, et l'on observe le phénomène produit.

Sulfure de carbone. — C'est le meilleur diélectrique observé; une fraction de tour de la machine suffit à détruire l'extinction, qui est instantanément rétablie quand on décharge le conducteur. Le compensateur indique une biréfringence uniaxiale de même sens que celle du verre soumis à une traction parallèle aux lignes de force. Excellent isolant; l'effet électrique paraît uniquement dû à l'induction.

Si, la machine étant déchargée, on rétablit la lumière par une tension exercée par un poids considérable sur le compensateur, et que l'on fasse croître graduellement le potentiel de la machine, on observe des bandes alternativement brillantes et obscures, dont le

nombre s'accroît avec le potentiel, et qui sont symétriques par rapport à l'axe d'induction.

C'est là un cas particulier fort intéressant de la duplication croisée des lames biréfringentes, avec cette particularité que la biréfringence du diélectrique varie d'une manière continue d'un point à l'autre du champ sous l'action des diverses lignes de force et avec leur intensité.

Benzol (C^6H^6), *toluol* (C^7H^8), *xylol* (C^8H^{10}), *cumol*(C^9H^{12}), *cymol* ($C^{10}H^{14}$). — Ces liquides donnent de bons résultats; effet optique de même sens que celui du sulfure de carbone, mais moins énergique, et variable avec chaque corps.

Amylène (C^5H^{10}). — Excellent isolant; effet de même sens, voisin de celui du benzol.

Acide valérique ($C^6H^{10}O^2$). — Assez bon conducteur; effet optique de même sens, mais très faible, et ne pouvant être obtenu que par une action électrique intense.

Bichlorure de carbone (C^2Cl^4). — Très bon isolant; effet de même sens, mais un peu inférieur à celui du benzol.

Huile de paraffine pour l'éclairage ($D = 0,814$). — Effet de même sens, mais faible.

Huile de paraffine pour le graissage ($D = 0,890$). — Effet de même sens, mais beaucoup plus fort.

Térébène ($C^{10}H^{16}$). — La lumière subit une rotation et une dispersion sensibles en traversant ce diélectrique; on peut cependant obtenir une extinction initiale à peu près complète entre le rouge et le bleu. Excellent isolant; l'action électrique fait reparaître la lumière; action de même sens que précédemment, mais inférieure à celle des termes de la série du benzol.

Chlorure d'étain ($SnCl^4$). — Action tout à fait imprévue; mais, quelques précautions que l'on prenne, le liquide se trouble sous l'influence de l'humidité de l'air, et la transparence n'est jamais parfaite. Dès que l'action électrique s'exerce, la lumière reparaît avec une intensité supérieure même à celle que donne le sulfure de carbone, mais avec cette particularité que le compensateur n'affaiblit en rien la lumière transmise soit par la traction, soit par la compression, tandis que l'extinction peut être approximativement rétablie par une faible rotation du second nicol. L'effet optique paraît consister en une diminution de l'angle aigu que

forme le plan primitif de polarisation avec la direction des lignes de force.

III. *Nouvelle action électro-optique.* — On n'obtient pas trace d'effet optique en opérant comme précédemment avec le *nitrobenzol* ($C^6H^5AzO^2$), qui est un liquide bon conducteur. Mais si, conservant la communication de l'un des conducteurs de la cellule avec la machine, on supprime celle du second conducteur avec le sol, et que l'on tire des étincelles de ce dernier conducteur, l'œil placé devant le nicol analyseur voit à chaque décharge une restauration de la lumière, très vive, instantanée comme l'étincelle, et qui permet de voir la flamme nettement dessinée. Si l'on rapproche le doigt du conducteur, de manière à obtenir des étincelles plus nombreuses et plus faibles, l'éclat de la lumière transmise faiblit et disparaît complètement avant que l'étincelle soit nulle.

L'effet du *nitrobenzol* est très sensible, mais faible et non instantané; à chaque étincelle, la lumière croît jusqu'à un minimum et baisse ensuite graduellement.

Bromotoluol (C^7H^7Br). — Action électro-optique de même sens que précédemment, donne aussi l'effet du nitrobenzol, mais tous les deux assez faiblement. Isolant imparfait.

L'*amylène* donne, quand on isole le second conducteur, des étincelles très faibles, en raison de sa mauvaise conductibilité.

Le *benzol* donne aussi dans ces circonstances des étincelles très faibles ; chacune d'elles est accompagnée dans le polariscope d'un effet continu, qui apparaît déjà quand le doigt approche du conducteur, et devient permanent et maximum quand celui-ci communique avec le sol.

IV. *Liquides sans action.* — On peut spécialement citer le chlorure de soufre, les perchlorures d'antimoine, de phosphore et de carbone, et le sulfure d'allyle ; ces liquides sont conducteurs et ne donnent aucune trace d'effet optique.

Le sulfure d'allyle seul donne faiblement l'effet du nitrobenzol. Peut-être la plupart de ces liquides n'agissent-ils pas à cause de la présence presque impossible à éviter de traces de vapeur d'eau qui les altèrent.

M. Kerr a aussi remarqué que, lorsque l'action électrique s'exerce

dans le voisinage de la surface du liquide, il se produit des dénivellations curieuses à observer, accompagnées quelquefois de courants rapides produits dans le liquide, et qui paraissent corrélatives de l'effet optique produit. A. Crova.

TH. ERHARD et A. SCHERTEL. — Die Schmelzpunkte der Prinsep'schen Legirungen und deren pyrometrische Verwendung (Point de fusion des alliages de Prinsep; leurs applications pyrométriques); *Jahrb. f. d. Berg. u. Hüttenwesen in Sachsen,* 1879.

Les alliages ont été fondus avec le chalumeau de Schlœsing dans un four de construction spéciale, dont la température était donnée jusqu'à 1400° par un thermomètre à air à réservoir de porcelaine. Les résultats sont d'accord avec ceux obtenus par M. Violle.

Ag	954°	60 Au et 40 Pt	1320
80 Ag et 20 Au	975	55 » 45 »	1350
60 » 40 »	995	50 » 50 »	1385
40 » 60 »	1020	45 » 55 »	1420
20 » 80 »	1045	40 » 60 »	1460
Au	1075	35 » 65 »	1495
95 Au et 5 Pt	1100	30 » 70 »	1535
90 » 10 »	1130	25 » 75 »	1570
85 » 15 »	1160	20 » 80 »	1610
80 » 20 »	1190	15 » 85 »	1650
75 » 25 »	1220	10 » 90 »	1690
70 » 30 »	1255	5 » 95 »	1730
65 » 35 »	1285	Pt	1775

Avec ces alliages, les auteurs ont déterminé dans le même four les températures de fusion d'un certain nombre de minéraux.

C. Daguenet.

SIGMUND von WROBLEWSKI. — Ueber die Natur des Absorption der Gase (Sur l'absorption des gaz); *Ann. der Physik und Chemie,* t. VIII, p. 29; 1879.

M. Wroblewski a étudié l'absorption des gaz par les corps solides et liquides et leur diffusion à travers les lames minces par une

méthode qu'il appelle *cinématique*, en opposition avec les méthodes *statiques* ordinairement employées. Il développe dans le présent travail l'application de sa méthode à l'absorption des gaz par le caoutchouc. Les gaz, renfermés dans une espèce d'appareil manométrique appelé *diffusiomètre*, s'écoulent à travers une membrane de caoutchouc dans des conditions assez bien définies, et l'étude de cet écoulement conduit l'auteur à des conclusions parmi lesquelles nous signalerons les suivantes :

1. La loi d'Henry et de Dalton sur l'absorption des gaz par les liquides s'applique aussi à l'absorption des gaz par le caoutchouc.

2. Les coefficients d'absorption par le caoutchouc vulcanisé sont des fonctions linéaires de la température : pour l'acide carbonique et le protoxyde d'azote, ils diminuent quand la température augmente; pour l'hydrogène, au contraire, ce coefficient croît avec la température.

3. L'absorption de l'acide carbonique, du protoxyde d'azote et de l'hydrogène par le caoutchouc n'est pas une action chimique, mais un simple phénomène physique.

4. Les gaz se diffusent dans le caoutchouc, comme dans les autres substances absorbantes, suivant une loi analogue à celle de la conductibilité calorifique dans les corps solides.

5. La constante de diffusion d'un gaz est indépendante de la nature chimique du gaz, ainsi que des coefficients d'absorption et de saturation.

6. Elle ne dépend que des propriétés physiques du gaz; elle est approximativement en raison inverse de la racine carrée de la densité.

7. La constante de diffusion, pour l'acide carbonique et le protoxyde d'azote, augmente avec la température.

8. Elle est, pour ces mêmes gaz, vers 10°, environ 50 fois plus petite que la constante de diffusion de l'acide carbonique dans l'eau.

A. Laviéville.

W. HOLTZ. — Ueber die Magnetisirung des Stahles während der Härtung (Aimantation de l'acier pendant la trempe); *Ann. der Chemie und Physik*, nouvelle série, t. VII, p. 71; 1879.

L'auteur compare les moments magnétiques acquis par des couples de deux barreaux identiques soumis pendant des temps égaux à l'action d'une même force magnétisante, l'un pendant la trempe, l'autre après. L'aimantation pendant la trempe n'offrirait d'avantages que pour les barreaux étroits et dans le cas de forces magnétisantes peu énergiques; elle ne peut être d'aucun usage pratique.

Il est à regretter que M. Holtz n'ait pas étudié la distribution du magnétisme sur ses barreaux et qu'il leur ait donné une longueur invariable de 125^{mm}. Dans ces conditions, il est impossible de faire la part de la variation de la quantité de magnétisme et du déplacement des pôles, et l'on ne peut conclure, comme le fait M. Holtz, que les phénomènes observés sont dus uniquement à ce que la limite de magnétisme est atteinte pour une force moindre à une température élevée qu'à basse température. E. Bouty.

W.-E. AYRTON and John PERRY. — The contact theory of voltaic action (Théorie du contact); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXVIII, n° 194, p. 421; mars 1879.

Le Mémoire actuel, dont on ne donne d'ailleurs qu'un extrait, présenté par W. Siemens, fait suite à deux autres précédemment publiés (*Proceedings*, n° 186).

Les auteurs rappellent que les différences de potentiel produites par les contacts liquides n'ont pas encore été rigoureusement déterminées, même par les expériences de Kohlrausch, qui leur paraissent défectueuses.

Le principe de la méthode expérimentale qu'ils emploient pour mesurer les différences de potentiel de contact est le suivant. Soient A et A' deux plateaux de laiton doré bien isolés et mis en rapport avec les deux paires de secteurs d'un électromètre à cadran sensible. Désignons d'autre part par B et C les corps dont on veut

étudier le contact. On place B sous le plateau A, et C sous le plateau A'; on réunit un instant A et A', qu'on peut même mettre en communication avec le sol; on les isole et on permute B et C.

La déviation de l'aiguille de l'électromètre mesure la différence de potentiel cherchée. Les auteurs croient pouvoir conclure de leurs recherches que la loi des tensions de Volta s'applique aux contacts liquides. La courte Communication de W. Siemens ne renferme aucun Tableau numérique. A. Hurion.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VIII. — Novembre 1879.

Carl Barus. — *Relation entre les propriétés thermo-électriques, la résistance spécifique et la trempe de l'acier*, p. 341.

G.-Francis Fitzgerald. — *Tension des vapeurs près des ménisques liquides*, p. 382.

Silvanus-P. Thompson. — *Pseudophone*, p. 385.

William Spottiswoode. — *Moyen de mettre en activité une bobine d'induction*, p. 390.

Louis Schwendler. — *Nouvel étalon de lumière*, p. 392.

Lord Rayleigh. — *Recherches d'Optique relatives particulièrement au spectroscope*, p. 403.

W. Grant. — *Positions conjuguées de deux bobines*, p. 412.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome VIII. — No 9. — Année 1879.

P. Chappuis. — *De la condensation des gaz sur les surfaces vitreuses*, p. 1.

S.-V. Wroblewski. — *Nature de l'absorption des gaz*, p. 29.

A. Schleiermacher. — *Quantité de liquide fixée sur un corps mouillé*, p. 52.

S. Henrichsen. — *Chaleur spécifique de l'eau*, p. 83.

K.-R. Koch. — *Changement que subit la surface du platine et du palladium par la polarisation de l'oxygène*, p. 92.

B.-O. Peirce. — *Force électro-motrice des éléments gazeux*, p. 98.

E. Edlund. — *Force électro-motrice qui se manifeste par l'écoulement des liquides à travers les tubes*, p. 119.

G. Sieben. — *Recherches sur la dispersion anomale de la lumière*, p. 137

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et sur la constitution des corps célestes gazeux*, p. 157.

E. Riecke. — *Force électro-motrice de l'élément de Grove en unités Siemens et Weber*, p. 183.

H. Fenkner. — *Vibrations transversales d'un cylindre métallique annulaire ouvert d'un côté*, p. 185.

Nouvelle série. — Tome VIII. — N° 10. — Année 1879.

E. Lommel. — *Des anneaux colorés produits par les poussières fines*, p. 193.

E. Lommel. — *Loi de Stokes*, p. 244.

A. Wüllner. — *Spectre de l'oxygène*, p. 253.

F. Narr. — *De l'électricité dans les gaz raréfiés*, p. 266.

A. Kundt et W.-C. Röntgen. — *Rotation électro-magnétique du plan de polarisation par les gaz*, p. 278.

Eduard Riecke. — *Pôles d'un aimant*, p. 299.

C. Fromme. — *Piles de Bunsen, de Grove et de Daniell*, p. 326.

C. Fromme. — *Changement de densité de l'acier par la trempe et le recuit*, p. 352.

E. Gerland. — *Notice historique*, p. 357.

Nouvelle série. — Tome VIII. — N° 11. — Année 1879.

E. Hagenbach. — *Loi de Stokes*, p. 369.

L. Bleekrode. — *Recherches expérimentales sur l'indice de réfraction des gaz liquéfiables*, p. 400.

H.-F. Weber. — *De la vraie théorie des phénomènes d'interférence*, p. 407.

H. Kayser. — *Influence de la température sur les diapasons*, p. 444.

E. Elsässer. — *Conductibilité des alliages métalliques*, p. 455.

E. Mach et S. Doubrava. — *Brisement du verre par l'électricité*, p. 462.

A. von Waltenhofen. — *Percement du verre par l'électricité*, p. 466.

S. Doubrava. — *Mouvement de plaques entre les électrodes de la machine de Holtz*, p. 476.

F. Auerbach. — *Relations entre la résistance électrique et la chaleur spécifique*, p. 479.

F. Auerbach et O.-E. Meyer. — *Du courant de la machine de Gramme*, p. 494.

L. Weber. — *Description d'expériences faites au moyen du téléphone avec l'électricité à haute tension*, p. 515.

H. Herwig. — *Remarque sur l'extra-courant du fer*, p. 525.

B. Stürtz. — *Sur les phénomènes de phosphorescence*, p. 528.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DU TOME HUITIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES HUIT PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES HUIT PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES HUIT PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Acoustique.

Chaleur.

Électricité et Magnétisme.

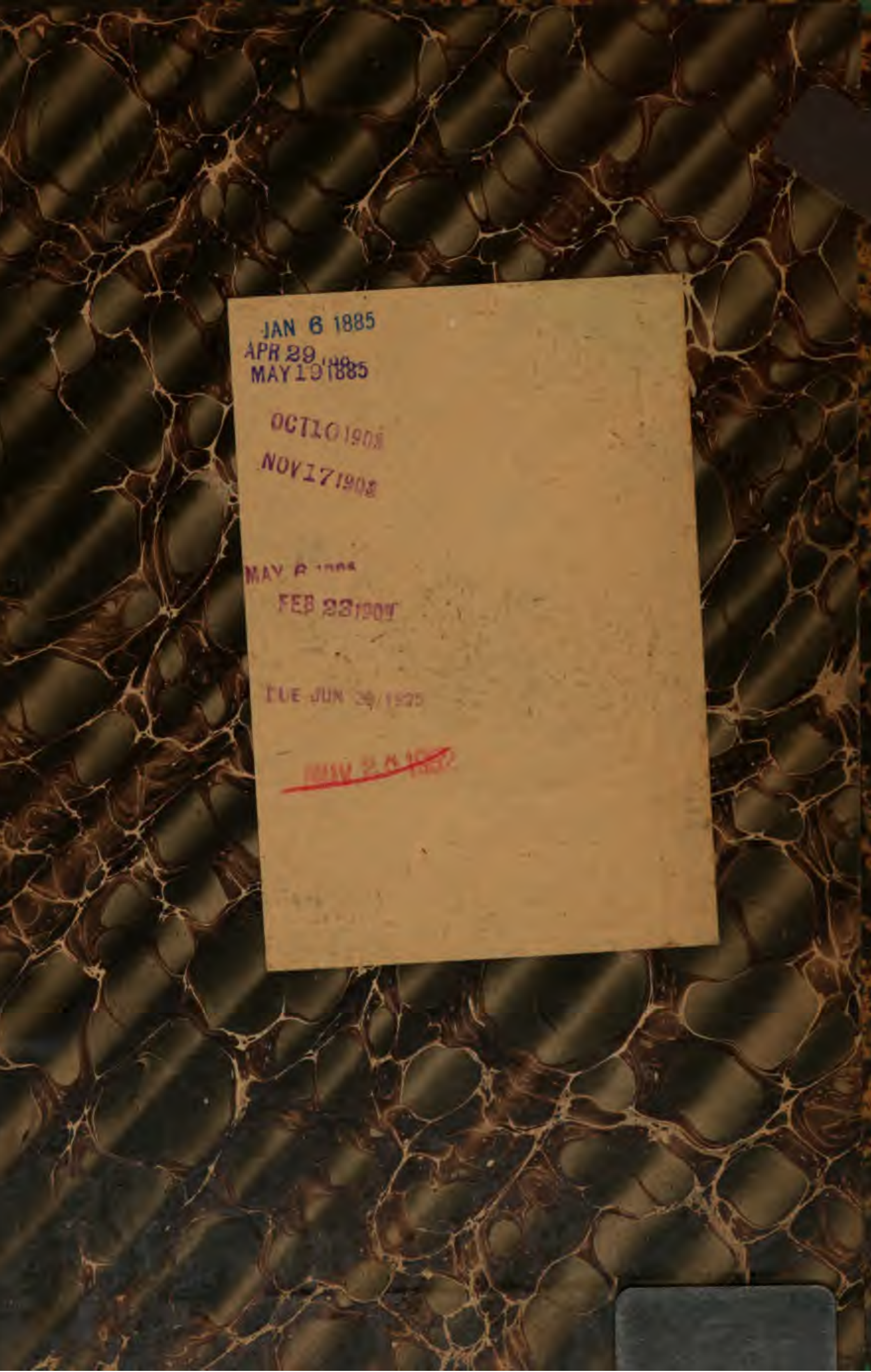
Optique.

Météorologie et Physique du globe.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES HUIT PREMIERS VOLUMES.

8069 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.




JAN 6 1885
APR 29
MAY 19 1885
OCT 10 1908
NOV 17 1908
FEB 23 1909
JUN

